

Die elektrische Leitfähigkeit
des Oberen Mantels unter Mitteleuropa,
abgeleitet aus langperiodisch variierenden,
natürlichen elektromagnetischen
Wechselfeldern

Peter Neurieder

Diss München
1984





Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548306_0007

Die elektrische Leitfähigkeit des
Oberen Mantels unter Mitteleuropa, abgeleitet aus
langperiodisch variierenden, natürlichen
elektromagnetischen Wechselfeldern

Inaugural-Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades
der Fakultät für Geowissenschaften
der Ludwig-Maximilians-Universität München

vorgelegt von
Peter Neurieder
am 11. 1. 1984

1. Berichterstatter: Prof. Dr. Gustav Angenheister
 2. Berichterstatter: Prof. Dr. Heinrich Soffel
- Tag der mündlichen Prüfung: 8. 3. 1984

INHALT

	Seite
0. EINLEITUNG	1
1. DIE ELEKTROMAGNETISCHE INDUKTION IM ERDKÖRPER	5
1.1. Von den Maxwell-Gleichungen zur Normal-Impedanz des leitfähigen Untergrundes	6
1.2. Das an der Erdoberfläche gemessene elektromagnetische Wechselfeld der Erde	14
1.3. Oberflächennahe tellurische Verzerrungen und deren Hebbarkeit	18
1.4. Die Simulation von Widerstands-Strukturen im Unter- grund und der Vergleich mit Meßergebnissen	24
1.5. Abschätzende Näherung für bestimmte Modellparameter	29
2. DAS MESSNETZ UND DIE DATEN DER FELDKAMPAGNE	32
2.1. Die Geologie des Untersuchungsgebietes und ihr Ein- fluß auf die Messung tellurischer Felder	33
2.2. Besonderheiten bei der Messung langperiodischer elektromagnetischer Felder	39
2.2.1. Zeit- und Ortsabhängigkeit des erdmagnetischen Sq-Variationsfeldes	40
2.2.2. Erfassung tagesperiodischer Variationen des tellu- rischen Feldes mit kurzen Sondenstrecken	46
2.3. Stationen und Registrierungen des Feldprogrammes 1982	56
2.4. Datenaufbereitung bis zur Auswertung	70
3. AUSWERTUNG UND REDUKTION DER MESSDATEN	90
3.1. Zu den Methoden der statistischen Frequenzanalyse in der Auswertung	91
3.2. Intervall-Auswahl und Intervall-Vorbereitung	93
3.3. Zeitliche Persistenz und räumliche Variation magnetischer Übertragungs-Funktionen	104
3.4. Die normale Übertragungs-Funktion aus dem Magnet- feld, ausgewertet in "Sq-effektiven" Koordinaten	115
3.5. Erdmagnetische Tiefensondierung und Magnetotellurik im Periodenbereich der Pulsationen und Bays	121

3.6.	Die lokale Impedanz im Sq-Kontinuum und ihre tensorielle Charakteristik	132
4.	DIE ELEKTRISCHE LEITFÄHIGKEIT VON KRUSTE UND OBEREM MANTEL IN MITTELEUROPA	155
4.1.	Die Verzerrung des tellurischen Feldes durch Induktions- und "Gleichstrom"-Anomalien	156
4.2.	Widerstands-Tiefen-Profile für die Einzelstationen	167
4.3.	Überlegungen zur Struktur der Resistosphäre unter Mitteleuropa	178
4.4.	Diskussion der Ergebnisse	200
5.	ZUSAMMENFASSUNG	206
	LITERATURVERZEICHNIS	208
	DANKSAGUNG	216
	LEBENS LAUF	218

0. Einleitung

Die großen Erfolge der Angewandten Geophysik in der Lagerstätten-Exploration und -Prospektion verzögerten lange Zeit die kommerziell nicht direkt nutzbare Erforschung des tieferen Erdinneren. Jedoch spätestens seit dem "Upper Mantle Project", das im Jahre 1962 begann, rückten die "äußeren 1000 km" des Erdinneren wieder ins Blickfeld der Geowissenschaftler.

Die vorliegenden Befunde forderten eine Klärung der bestehenden Abhängigkeiten zwischen Erdkruste und Erdmantel. Die Seismologie hatte das bis heute weitgehend gültige konzentrische Schalenmodell der Erde mit Kugelschalen verschiedener Elastizitäts-Eigenschaften postuliert. Heute ist bekannt, daß die aufeinanderfolgenden Schichten (layers) A, B und C ihre Untergrenzen im globalen kontinentalen Mittel in etwa 33 km, 410 km bzw. 1000 km Tiefe besitzen.

Der Obere Erdmantel umfaßt die Schalen B und C; er wird nach oben durch eine Diskontinuität der seismischen Longitudinal- und Transversal- Wellengeschwindigkeiten v_p und v_s von der Erdkruste (Schale A) abgegrenzt und nach unten durch eine Diskontinuität des Gradienten dieser Geschwindigkeiten vom Unteren Erdmantel. Die Unterteilung in zwei Schichten B und C wird eingeführt, weil an der Grenze B/C die Geschwindigkeit v_s von normalen zu sehr großen Tiefengradienten übergeht. Die bereits um 1930 entdeckte seismologische 20° -Diskontinuität wurde später von Gutenberg mit der Existenz einer Niedergeschwindigkeits-Zone im Bereich der Grenze B/C in Verbindung gebracht. Heute gilt die globale Existenz dieser Zone als ungesichert; wo sie gefunden wurde, gilt die Lage dieser Zone in Tiefen zwischen 150 km und 200 km als gesichert. Die aus seismologischen Ergebnissen abgeleitete Dichte des Oberen Mantels variiert zwischen 3.3 g/cm^3 an der Krusten-Mantel-Grenze A/B und 4.7 g/cm^3 an seiner Untergrenze in ca. 1000 km Tiefe (Bullen, 1967, S.37).

Für die petrologische Zusammensetzung des Oberen Mantels geben Clark & Ringwood (1967, S.121) eine mögliche Erklärung durch das "Pyrolith" - Modell, in dem Olivin als Hauptbestandteil und Amphibole, Pyroxene, Spinelle sowie



Granate als Mischglieder existieren. Die Schicht verminderter Transversal-Wellengeschwindigkeit kann durch Hochdruck-Umwandlung von Pyroxen-Pyrolithen in Granat-Pyrolithe in etwa 135 km bis 200 km Tiefe erklärt werden. Die Schale B scheint jedoch ansonsten weitgehend homogen zusammengesetzt. Ganz im Gegensatz dazu stellt die Schale C petrologisch gesehen eine Übergangszone dar, in der in verschiedenen - sich z.T. Überlappenden - Tiefenbereichen eine Reihe bedeutsamer Hochdruck-Mineralphasen stabil sind.

Auch die elektrische Leitfähigkeit ändert sich in dieser Übergangszone. Der Obere Mantel ist zum größten Teil (mit Ausnahme der ionischen Schmelzen) ein elektronischer Halbleiter; seine Leitfähigkeit wächst mit der stetig steigenden Temperatur in zunehmender Tiefe an. Unstetige Abweichungen von dieser Zunahme der Leitfähigkeit mit der Tiefe müssen als Änderung des normalen Temperatur-Gradienten, der stofflichen Zusammensetzung oder der Mineralphasen erklärt werden.

Im Oberen Mantel unter Ozeanen findet man eine höhere Leitfähigkeit als unter Kontinenten. Leitfähigkeits-Tiefen-Profile der Kontinente können sehr verschieden voneinander sein, je nachdem, ob es im untersuchten Gebiet tiefe Sedimentbecken, tektonisch oder vulkanisch aktive Zonen oder z.B. kristalline Schwellen gibt (Keller, 1971). Es gibt Anzeichen dafür, daß die niedrigen Leitfähigkeiten kristalliner Grundgebirge noch bis weit in den Oberen Mantel hineinreichen und in diesem Bereich um die Grenze A/B auch "Linsen" erhöhter Leitfähigkeit auftreten können (Schmucker & Jankowski, 1971). Die höchsten Leitfähigkeits-Anstiege im Oberen Mantel liegen innerhalb der Schale C in Tiefen zwischen 400 km und 600 km.

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, an verschiedenen Orten Mitteleuropas, insbesondere der Bundesrepublik Deutschland, die elektrische Leitfähigkeit des Oberen Erdmantels zu bestimmen. Die dazu angewandten Methoden der Magnetotellurik und der Erdmagnetischen Tiefensondierung nutzen die natürlichen Zeitvariationen des erdmagnetischen Feldes und des induzierten erdelektrischen Feldes im Leiter Erde.

Um große Eindringtiefen bei der Diffusion der Felder zu erreichen, mußten sehr lange Perioden der natürlichen elektro-

magnetischen Felder benutzt werden, vor allem die Harmonischen der Tagesvariation bei geringen solaren Störeinflüssen auf das Erdmagnetfeld (S_q , solar quiet). Daraus erwuchsen viele neue Probleme bei Messung, Auswertung und Interpretation der Daten. Mit diesen wissenschaftlichen Schwerpunkten ergibt sich fast von selbst eine klare Strukturierung der Aufgaben, der auch die Gliederung dieser Arbeit entspricht.

Im ersten Kapitel werden zunächst Begriffe und Definitionen vereinbart. Dort werden die theoretischen Grundlagen für die Ableitung "normaler" Übertragungs-Funktionen aus den gemessenen Feldern und die Inversion dieser Funktionen in ein Leitfähigkeits-Tiefen-Profil vorgestellt. Ein Verfahren für die Entzerrung der gemessenen tensoriellen Impedanz vom Einfluß einer dünnen Deckschicht variabler integrierter Leitfähigkeit wird besprochen. Außerdem wird über die Bestimmung des sogenannten Tellurik-Parameters und seine Anwendung zur geomagnetischen Eichung magnetotellurischer Messungen berichtet. Eine Diskussion über Abschätz-Möglichkeiten bestimmter Modellparameter schließt dieses notwendigerweise sehr formale Kapitel.

Das zweite Kapitel ist der Messung der elektromagnetischen Felder gewidmet. Ein Abriss über die geologischen Großstrukturen im Meßgebiet steht am Anfang der Überlegungen zur Stationswahl. Das Meßprogramm 1982/83 wird in Vorbereitungsphase und Durchführung beschrieben. Besonders wird auf die Bemühungen um eine sichere Messung der Zeitvariationen der langperiodischen, geomagnetischen und erdelektrischen Felder eingegangen. Dabei werden auch Besonderheiten der räumlichen Struktur des Magnetfeldes im Periodenbereich der Tagesvariationen sowie der nicht potential-freien Messung des erdelektrischen Feldes behandelt. Zur Abtrennung des niederfrequenten D_{St} -Kontinuums vom kontinuierlichen S_q -Spektrum wird erstmalig über den Einsatz digitaler FIR-Filter zu diesem Zweck berichtet. Eine Übersicht über das erzielte und aufbereitete Datenmaterial beendet die Darstellung der eigentlichen Messungen.

Die vielschichtige Auswertung und Reduktion der Daten ist Thema des dritten Kapitels. Vorab werden zeitliche Persistenz

und räumliche Schwankung bestimmter magnetischer Übertragungsfunktionen untersucht und eine besondere Anwendung der Remote-Reference-Methode zur Erzeugung "quasi-normaler" Felder diskutiert. Die verwendeten Methoden der statistischen Frequenzanalyse auf den Sq-Spektrallinien und im spektralen Kontinuum dazwischen werden nur kurz beschrieben. Ein eigener Abschnitt ist der Auswertung erdmagnetischer Feldkomponenten in "Sq-effektiven" Koordinaten gewidmet. Nach der Bestimmung der lokalen tensoriellen Impedanz des Untergrundes werden einige ihrer charakteristischen Eigenschaften vor und nach Optimierung und Entzerrung dargestellt.

Das vierte und letzte Kapitel faßt die Ergebnisse der lang- und kurzperiodischen Auswertung zusammen und folgert daraus auf die elektrische Leitfähigkeit in Kruste und Oberem Mantel. Aus ersten Zweischicht-Näherungen für das Leitfähigkeits-Tiefen-Profil werden erste Anhaltspunkte für eine Modellrechnung gewonnen. Die Interpretation durch Modelle für einen lateral geschichteten Halbraum unter dem Meßgebiet wird durch Pilotstudien mit zweidimensionalen Modellrechnungen unterstützt. Die erzielten Ergebnisse werden mit bereits bekannten Arbeiten verglichen und abschließend auf ihre Konsequenzen für den Oberen Erdmantel hin untersucht und diskutiert.

1. Die elektromagnetische Induktion im Erdkörper

Die feste Erde ist ein elektrischer Leiter; in ihrem Inneren gibt es sowohl elektrolytische, ionische als auch elektronische Leitfähigkeits-Mechanismen.

Ein elektromagnetisches Wechselfeld kann wegen des Skin-effekts nicht beliebig tief in den Leiter Erde eindringen. Unter einer gewissen Tiefe wird z.B. das primäre (eindringende) erdmagnetische Feld durch das von ihm induzierte (sekundäre) Magnetfeld gerade kompensiert, so daß die Erde unterhalb dieser Tiefe frei von Feldern einer bestimmten Frequenz ist. Diese Tiefe wird kleiner je größer die Frequenz des Wechselfeldes ist.

Als Generator für die Sondierungen werden die natürlichen externen Quellen der zeitlichen Änderungen des Erdmagnetfeldes benutzt. Das für die Auswertung geplante Spektrum reicht im Frequenzbereich von 0.0000115 Hz bis 0.05 Hz, in Perioden der Schwingungsdauer ausgedrückt von 20 sek bis 86400 sek.

Im folgenden soll der physikalische Hintergrund der Induktion im Erdkörper und der Zusammenhang mit den in der Praxis angewandten Methoden der Sondierung dargestellt werden. Dabei wird auf eine historisch fortschreitende Entwicklung der Theorie etwa der Magnetotellurik von Tichonov (1950) und Cagniard (1953) bis zu den Arbeiten von Schmucker und Weidelt (1975) und Weidelt (1978) bewußt verzichtet.

Im Mittelpunkt steht vielmehr das Bemühen, die eindimensionale Interpretation von elektromagnetischen Tiefensondierungen auch im Lichte neuerer Erkenntnisse über tensorielle Eigenschaften und Inhomogenitäten der Leitfähigkeit im Untergrund begrifflich und methodisch herauszuarbeiten und abzugrenzen.

Als wichtigste Interpretationsmethode wird der Vergleich gemessener Daten mit künstlichen Daten aus vorgegebenen strukturellen Modellen für Leitfähigkeits-Tiefen-Profile beschrieben, darüber hinaus einige wichtige Näherungsverfahren zur Gewinnung solcher Tiefen-Profile vorgestellt.

Viele Besonderheiten der Auswertung und Interpretation sehr langperiodischer Registrierung elektromagnetischer Felder bleiben hauptsächlich dem dritten Kapitel vorbehalten.

1.1. Von den Maxwell-Gleichungen zur Normal-Impedanz des leitfähigen Untergrundes

Für die Beschreibung der elektromagnetischen Induktion im Erinnern durch das zeitlich veränderliche erdmagnetische Feld werden orts- und zeitabhängige nichtstationäre Strömungsfelder benutzt. Dabei gelten die in Abb. A1.1 eingeführten Definitionen und Orientierungen für die Feldvektoren des erdmagnetischen und des erdelektrischen (tellurischen) Feldes.

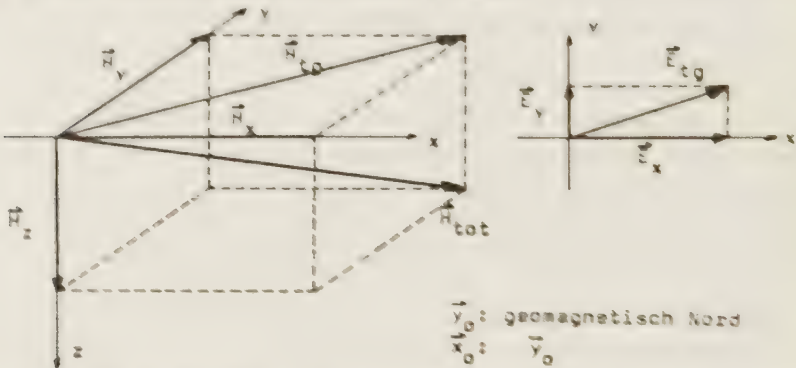


Abb. A1.1: Positive elektromagnetische Feldkomponenten

In einem realen Medium ist das elektrische Feld $\vec{E}$ mit dem Vektor der dielektrischen Verschiebung $\vec{D}$ ebenso verknüpft wie die magnetische Feldstärke $\vec{H}$ mit der Induktionsflußdichte $\vec{B}$:

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \epsilon(\vec{r}, t) \epsilon_0 \vec{E}(\vec{r}, t)$$

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu(\vec{r}, t) \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t)$$

Die Maxwell-Gleichungen stellen die Abhängigkeit der beschreibenden Feldgrößen in vier Gleichungen dar:

M1: $\text{div } \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t)$

M2: $\text{rot } \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t}$

M3: $\text{rot } \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t} + \vec{j}(\vec{r}, t)$

M4: $\text{div } \vec{B}(\vec{r}, t) = 0$

(inhomogene, makroskopische Maxwell-Gleichungen in differentieller Form, gültig im SI-Maßsystem)

Für die Induktion im Erdboden durch zeitlich variable erdmagnetische Felder stellen M1 - M4 eine die verschiedenen Felder verknüpfende kausale Kette dar:

$$\vec{B} \rightarrow \vec{H} \rightarrow \vec{D} \rightarrow \vec{E} \rightarrow \vec{B} \rightarrow \dots$$

M1 und M2 bedeuten, daß Quellen für das tellurische Feld sowohl elektrische Raumladungen als auch zeitliche Änderungen der lokalen Induktionsflußdichte sein können. Für die Induktionsflußdichte gibt es offensichtlich kein Äquivalent zur elektrischen Raumladung (M4); ihre einzigen Quellen sind bewegte freie oder gebundene Ladungen, was in M3 durch die Flächenstromdichte $\vec{j}$ bzw. die zeitliche Änderung der lokalen dielektrischen Verschiebung ausgedrückt wird.

M1 ist die differentielle Form des Gauß'schen Satzes und identisch mit dem Coulomb-Gesetz der Elektrostatik, M2 das Faraday'sche Gesetz. M3 kann als erweitertes Ampere'sches Gesetz aufgefaßt werden, welches in der Grundform nur für eine quellenfreie Flächenstromdichte $\vec{j}$ gilt.

Während die Induktionsflußdichte $\vec{B}$ ein ausschließlich solenoidales (quellenfreies) Vektorfeld mit axialen Vektoren ist, muß das tellurische Feld $\vec{E}$ zunächst als eine Überlagerung wirbelfreier und quellenfreier Vektorfelder mit polaren Vektoren aufgefaßt werden ($\text{div } \vec{E} \neq 0$). Dies legt die Einführung von Potentialen folgender Form nahe:

$$G1.1 \quad \vec{B} = \text{rot } \vec{A} ; \quad \vec{E} = -\text{grad } \phi - \dot{\vec{A}}$$

Die Potentiale $\vec{A}$ und ϕ wiederum lassen sich viel grundlegender aus der Wellengleichung für den Hertz'schen Vektor $\vec{Z}(\vec{r}, t)$ ableiten (Bopp, mündl. Mitteilung, 1976):

$$\vec{A} = \mu_0 \vec{Z}(\vec{r}, t) / 4\pi ; \quad \phi = -\text{div } \vec{Z}(\vec{r}, t) / 4\pi \mu_0$$

Einsetzen von G1.1 in M3 und M1 ergibt:

$$G1.2 \quad \Delta \vec{A} - \vec{A} / c^2 = \text{grad}(\text{div } \vec{A} + \dot{\phi} / c^2) = -\mu_0 \vec{j}$$

$$G1.3 \quad \Delta \phi - \ddot{\phi} / c^2 + \partial / \partial t (\text{div } \vec{A} + \dot{\phi} / c^2) = -\eta / \epsilon_0$$

(mit der abkürzenden Schreibweise $c = (\epsilon_0 \mu_0)^{-1/2}$
für die Phasengeschwindigkeit einer elektromagnetischen Welle im Vakuum)

Da die Quellen von $\vec{A}$ nicht durch $\vec{E}$ und $\vec{B}$ bestimmt sind, kann über $\text{div } \vec{A}$ zum Zwecke der Eichung frei verfügt werden. In der Form G1.2 und G1.3 bietet sich die Lorentz-Eichung an ($\text{div } \vec{A} = -\dot{\phi} / c^2$), die entkoppelte Wellengleichungen in $\vec{A}$ und ϕ erzeugt. An dieser Stelle ist es sinnvoll, die Zielgröße $\sigma(\vec{r})$ als elektrische Leitfähigkeit des Untergrundes einzuführen. Sie steht mit den Potentialen wegen des verallgemeinerten Ohm'schen

Gesetz in folgendem Zusammenhang:

$$G1.4 \quad \vec{J} = \epsilon(\vec{r}) \vec{E} = -\epsilon(\vec{r}) \dot{\vec{A}} - \epsilon(\vec{r}) \text{grad } \phi$$

Nach Einsetzen von G1.4 in G1.2 und G1.3 funktioniert die Entkopplung von $\vec{A}$ und ϕ nicht mehr. Deshalb wird hier eine von Wunsch (1976, S.102) vorgeschlagene Eichung praktiziert:

$$G1.5 \quad \text{div } \vec{A} = -\dot{\phi}/c^2 - \mu_0 \epsilon \dot{\phi}$$

Diese willkürliche Wahl von $\text{div } \vec{A}$ ist nur erlaubt, wenn $\epsilon(\vec{r})$ im Lösungsgebiet konstant ist. Dies gilt für Feldvariationen einer bestimmten Frequenz wegen der damit verbundenen einheitlichen Skintiefe immer. Mit G1.5 wird aus G1.2 und G1.3:

$$G1.6 \quad \Delta \vec{A} - \ddot{\vec{A}}/c^2 = -\mu_0 \vec{J} - \text{grad}(\mu_0 \epsilon \dot{\phi}) = -\mu_0 \epsilon \ddot{\vec{A}}$$

$$G1.7 \quad \Delta \phi - \ddot{\phi}/c^2 = \mu_0 \epsilon \dot{\phi} - \eta/\epsilon_0$$

Für die Gleichung (Reitmayr, 1974)

$$G1.8 \quad \ddot{\eta} + \epsilon \eta/\epsilon_0 = 0$$

gibt es die allgemeine Lösung $\eta(\vec{r}, t) = \eta(\vec{r}, 0) e^{-\epsilon t/\epsilon_0}$. Wegen $\epsilon = \text{const}$ im Lösungsgebiet kann $\eta = 0$ gesetzt werden. Damit werden aus den Potentialgleichungen G1.6 und G1.7 die entkoppelten und symmetrischen Wellengleichungen für Vektor- und Skalarpotential:

$$G1.9 \quad \Delta \vec{A} - \ddot{\vec{A}}/c^2 - \mu_0 \epsilon \ddot{\vec{A}} = 0$$

$$G1.10 \quad \Delta \phi - \ddot{\phi}/c^2 - \mu_0 \epsilon \dot{\phi} = 0$$

Nimmt man $\vec{A}$ und ϕ ohne Einschränkung der Allgemeingültigkeit der folgenden Fallunterscheidung als harmonisch von Ort und Zeit abhängig an, so besitzen die Lösungen von G1.9 und G1.10 neben einem Amplitudenwert noch einen Faktor $e^{i(kr - \omega t)}$ mit dem Wellenzahlbetrag k und der Kreisfrequenz ω . Auf den Äquiphasenflächen $\psi = kr - \omega t = \text{const}$ gilt dann:

$$G1.11 \text{ a) } \quad \begin{aligned} dr/\lambda &= dt \, c/\lambda + \text{const} \quad ; \quad \lambda = 2\pi/k \\ c/\lambda &= f = \omega/2\pi \end{aligned}$$

Für die Induktion im Erdkörper werden nur solche Potentialfelder untersucht, für welche die einer Änderungsfrequenz f zugeordnete Wellenlänge λ sehr viel größer ist als der betrachtete Feldbereich dr , den die Äquiphasenfläche in der Zeit dt durchläuft, also:

$$G1.11 \text{ b) } \quad dr/\lambda \ll f \, dt \quad (\text{quasistationäre Näherung})$$

Reitmayr (1974, S.11f) zeigt in einer Abschätzung mit Materialkonstanten, daß diese Ungleichung sowohl innerhalb der Erde als auch in Luft bis zu $dt = 1$ sek sicher erfüllt ist.

Unter dieser neuen Prämisse können die räumliche Struktur der Potentialfelder als Zeitkonstante und deren Amplitude weiterhin als zeitabhängig gelten (Wolff, 1970, S.148) und es werden:

$$G1.12 \quad \frac{\dot{\vec{A}}}{c^2} = \frac{\dot{\vec{\phi}}}{c^2} = 0$$

$$G1.13 \quad \Delta \vec{A} - \mu_0 \epsilon \dot{\vec{A}} = 0 \quad \text{aus G1.9}$$

$$G1.14 \quad \Delta \phi - \mu_0 \epsilon \dot{\phi} = 0 \quad \text{aus G1.10}$$

Die Bedingung G1.11b ist allerdings für bestimmte geomagnetische Phänomene - wie z.B. die solaren und lunaren Tagesgänge (S und L) sowie deren Harmonische - nicht erfüllt. Hier hat man entweder die Aufgabe, genauere Untersuchungen über die Zeit- und Ortsabhängigkeit der räumlichen Feldstruktur anzustellen oder im spektralen Kontinuum zwischen den Harmonischen von S und L zu analysieren, da dort Bedingung G1.11b erfahrungsgemäß erfüllt bleibt.

G1.13 und G1.14 sind redundante Gleichungen. Aus den Definitionsgleichungen G1.1 der Potentiale folgt:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= -\dot{\vec{A}} + \text{grad div } (\vec{A})/\mu_0 \epsilon \\ &= -\dot{\vec{A}} + (\Delta \vec{A} + \text{rot rot } \vec{A})/\mu_0 \epsilon \end{aligned}$$

Einsetzen von G1.13 ergibt dann:

$$\vec{E} = -\dot{\vec{A}} + (\mu_0 \epsilon \dot{\vec{A}} + \text{rot rot } \vec{A})/\mu_0 \epsilon = \text{rot rot } \vec{A}/\mu_0 \epsilon$$

Auch $\vec{E}$ kann demnach ausschließlich aus dem Vektorpotential $\vec{A}$ hergeleitet werden; das elektrische Potential ϕ wird überflüssig. Lösungen der Maxwell-Gleichungen für die Induktion im Erdkörper lassen sich deshalb aus der Potentialgleichung

$$G1.15 \quad \Delta \vec{A}/\mu_0 \epsilon - \dot{\vec{A}} = 0$$

als folgende quasistationäre Felder ableiten:

$$\begin{aligned} G1.16 \quad \vec{B} &= \text{rot } \vec{A} = \mu_0 \vec{H} \\ \vec{E} &= \text{rot rot } \vec{A}/\mu_0 \epsilon \end{aligned}$$

Einsetzen von G1.16 in M3

$$G1.17 \quad \text{rot } \vec{H} = \text{rot rot } \vec{A}/\mu_0 = \epsilon \vec{E} = \vec{J}$$

zeigt, daß die ursprüngliche Ergänzung des Ampere'schen Gesetzes in M3 durch die zeitlich veränderliche Verschiebungsdichte $\dot{\vec{D}}$ wieder rückgängig gemacht wird; d.h., die Bedingung G1.11b bewirkt eine Vernachlässigung der bewegten gebundenen Ladungen im Leiter Erde.

$$G1.18 \quad \dot{\vec{D}} = 0$$

Die Flächenstromdichte $\vec{J}$ ist quellenfrei, wie durch Anwendung des Operators div auf G1.17 leicht zu zeigen ist:

$$G1.19 \quad \operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{H} = \operatorname{div} \vec{J} = 0 \quad (\text{Kontinuitätsgleichung})$$

Daraus folgt wegen $\vec{J} = \sigma \vec{E}$ direkt:

$$G1.20 \quad \operatorname{div} (\sigma \vec{E}) = \vec{E} \operatorname{grad} \sigma + \sigma \operatorname{div} \vec{E} = 0 \quad \text{bzw.}$$

$$G1.21 \quad \operatorname{div} \vec{E} = - \vec{E} \operatorname{grad} \sigma / \sigma$$

Da im Lösungsgebiet $\sigma = \text{const}$ angenommen wurde, folgt aus G1.21 auch die Quellenfreiheit von $\vec{E}$ ($\operatorname{div} \vec{E} = 0$); es werden keine elektrischen Raumladungen im isotrop leitfähigen Erdkörper aufgebaut.

Durch Anwendung des Operators rot auf G1.17 und Zerlegung des Laplace-Operators :

$$G1.22 \quad \Delta = \operatorname{grad} \operatorname{div} - \operatorname{rot} \operatorname{rot} \quad \text{wird}$$

$$G1.23 \quad \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{H} - \Delta \vec{H} = \operatorname{rot} (\sigma \vec{E})$$

Wegen $\operatorname{div} \vec{H} = 0 = \operatorname{div} \operatorname{rot} \vec{A}$ folgt dann:

$$\Delta \vec{H} = - \operatorname{rot} \operatorname{rot} \vec{H} \quad \text{und}$$

$$- \Delta \vec{H} = \operatorname{rot} (\sigma \vec{E}) = \sigma \operatorname{rot} \vec{E} + \operatorname{grad} \sigma \times \vec{E}$$

Mit M2 und der quasistationären Lösung für das elektrische Feld G1.16 erhält man aus G1.23 direkt die Diffusionsgleichung für das erdmagnetische Feld $\vec{H}$:

$$G1.24 \text{ a)} \quad \Delta \vec{H} - \sigma \mu_0 \dot{\vec{H}} = - \frac{\operatorname{grad} \sigma \times \vec{H}}{\sigma}$$

Wird der Operator rot direkt auf M2 angewendet und G1.21 berücksichtigt, so folgt daraus analog die Diffusionsgleichung für das elektrische Feld $\vec{E}$:

$$G1.25 \text{ a)} \quad \Delta \vec{E} - \sigma \mu_0 \dot{\vec{E}} = \operatorname{grad} \left(\vec{E} \frac{\operatorname{grad} \sigma}{\sigma} \right)$$

Wegen der Annahme $\sigma = \text{const}$ im Lösungsgebiet werden die rechten Seiten der Diffusionsgleichungen zu Null und es gilt:

$$G1.24 \text{ b)} \quad \Delta \vec{H} - \sigma \mu_0 \dot{\vec{H}} = 0$$

$$G1.25 \text{ b)} \quad \Delta \vec{E} - \sigma \mu_0 \dot{\vec{E}} = 0$$

Es ist bemerkenswert, daß die Kontinuitätsgleichung G1.19 sowie die Diffusionsgleichungen G1.24 und G1.25 allein durch Wiedereinsetzen der quasistationären Lösungen G1.16 in die vollständigen Maxwell-Gleichungen ohne weitere Annahmen erzielt wurden. Auch das Vektorpotential $\vec{A}$ selbst genügt offensichtlich einer Diffusionsgleichung (G1.15), weshalb $\vec{A}$ auch als Diffusionspotential oder Diffusionsvektor bezeichnet wird. Diese fünf Gleichungen sind deshalb zur Beschreibung der elektromagnetischen Induktion in der homogenen und isotrop leitfähigen Erde

besonders geeignet. Mit einem allgemeinen harmonischen Ansatz

$$\vec{A} = \vec{A}_0(\vec{r}, t) e^{i(\vec{k}\vec{r} - \omega t)}$$

wird aus der Diffusionsgleichung G1.15 für $\vec{A}$

$$G1.26 \quad -(\vec{k} \vec{k} + i\omega\mu_0\sigma) \vec{A} = 0$$

Die quasistationäre Diffusionsbedingung für das Vektorpotential $\vec{A}$ führt auf eine Beziehung zwischen Wellenzahl, Frequenz und der elektrischen Leitfähigkeit des Untergrundes:

$$G1.27 \quad k^2 = -i\omega\mu_0\sigma$$

In den Lösungen für k

$$G1.28 \quad k_{1,2} = \pm (i-1)\sqrt{(\omega\mu_0\sigma)/2} = \pm (i-1)/\rho \quad \text{ist}$$

$$G1.29 \quad \rho = \sqrt{2/(\omega\mu_0\sigma)}$$

ein Maß für den räumlichen Dämpfungsfaktor der Amplitude des Diffusionsvektors $\vec{A}$. ρ beschreibt die Eigenschaft von elektrischen Leitern, das Diffusionspotential $\vec{A}$ mit zunehmender Änderungsfrequenz ω abzuschwächen. ρ ist gerade die Entfernung von der Leitergrenzfläche, nach deren Überwindung das Potential im Leiter um den Faktor $1/e$ abgedämpft wird. Für die elektromagnetischen Felder $\vec{E}$ und $\vec{H}$ hat ρ die Bedeutung einer Skin-Eindringtiefe (Skin-Effekt) und beschreibt hier eine mit steigender Frequenz zunehmende Verdrängung des maximal dichten Flächenstromes $\vec{j}$ zur Erdoberfläche hin. Mit G1.29 können die homogenen Diffusionsgleichungen G1.24b und G1.25b vereinfacht geschrieben werden:

$$G1.24 \text{ b) } \Delta \vec{H} = 2 i \vec{H} / \rho^2$$

$$G1.25 \text{ b) } \Delta \vec{E} = 2 i \vec{E} / \rho^2$$

Für die weitere Ableitung der Schwingungsmoden von $\vec{E}$ und $\vec{H}$ aus G1.16, G1.24 und G1.25 wird nunmehr angenommen, daß die elektrische Leitfähigkeit nur eine Funktion der Tiefe ist ($\sigma = \sigma(z)$). Der Diffusionsvektor $\vec{A}$ soll nur eine z-Komponente haben, welche in Ebenen senkrecht zur z-Achse harmonisch mit den Wellenzahlen k_x und k_y veränderlich ist:

$$G1.30 \quad \vec{A} = (0, 0, A_z(\vec{r}, t)) = A_0(z, t) e^{i\vec{k}\vec{r}} \\ ; \text{ wobei } \vec{k} = (k_x, k_y)$$

Mit diesem Ansatz führen Schmucker und Weidelt (1975, S.87) die zur Trennung der Schwingungsmoden von $\vec{H}$ und $\vec{E}$ notwendigen Differentialgleichungen ein:

$$G1.31 \text{ a)} \quad \text{rot } \vec{A} = (ik_y, -ik_x, 0)A_z \text{ für ein toroidales Feld und}$$

$$G1.31 \text{ b)} \quad \text{rot rot } \vec{A} = (ik_x/c, ik_y/c, |k|^2)A_z \text{ für ein poloidales Feld.}$$

Dabei ist

$$G1.32 \quad C(z,t) = \frac{A_0(z,t)}{\partial A_0(z,t)/\partial z} \quad \text{Dimension: Länge}$$

die sogenannte induktive Skalenlänge für die Eindringtiefe in der in x- und y-Richtung isotrop leitfähigen Erde.

Unter Berücksichtigung der quasistationären Lösungen der Maxwell-Gleichungen G1.16 wird G1.31 zur Berechnung eines toroidalen und eines poloidalen Anteiles von $\vec{H}$ benutzt:

$$G1.33 \quad \vec{H}_{\text{tor}} = \mu_0 \text{rot } \vec{A} = (i\mu_0 k_y, -i\mu_0 k_x, 0)A_z$$

$$G1.34 \quad \vec{H}_{\text{pol}} = \mu_0 \text{rot rot } \vec{A} = (i\mu_0 k_x/c, i\mu_0 k_y/c, \mu_0 |k|^2)A_z$$

Mit M3 ($\text{rot } \vec{H} = \vec{\zeta}(z)\vec{E}$) folgen aus G1.33 und G1.34:

$$G1.35 \quad \vec{E}_{\text{pol}} = \text{rot } \vec{H}_{\text{tor}}/\vec{\zeta}(z)$$

$$G1.36 \quad \vec{E}_{\text{tor}} = \text{rot } \vec{H}_{\text{pol}}/\vec{\zeta}(z)$$

Da $\text{rot rot rot } \vec{A} = -i\omega\mu_0 \vec{\zeta}(z) \text{rot } \vec{A} = -i\omega \vec{\zeta}(z) \vec{H}_{\text{pol}}$, wird G1.36 zu

$$G1.37 \quad \vec{E}_{\text{tor}} = \text{rot } \vec{H}_{\text{pol}}/(\mu_0 \vec{\zeta}(z)) = -i\omega \vec{H}_{\text{pol}}$$

G1.33 bis G1.36 stellen die nach den Regeln der Vektorrechnung zulässige Trennung quellenfreier Vektorfelder in poloidale und toroidale Anteile dar; es gilt

$$G1.38 \quad \vec{H} = \vec{H}_{\text{tor}} + \vec{H}_{\text{pol}} \quad \text{und} \quad \vec{E} = \vec{E}_{\text{tor}} + \vec{E}_{\text{pol}}$$

Aus G1.35 und G1.36 leiten sich folgende Zuordnungen ab:

$$\text{I} \quad \vec{H}_{\text{tor}} \xrightarrow{\text{induziert}} \vec{E}_{\text{pol}}$$

$$\text{II} \quad \vec{H}_{\text{pol}} \xrightarrow{\text{induziert}} \vec{E}_{\text{tor}}$$

Der Unterschied in diesen beiden entkoppelten Induktionsvorgängen I und II liegt in der Schwingungsmoden der Teilfelder von $\vec{H}$ und $\vec{E}$ und im Stetigkeitsverhalten an Grenzflächen ($z=\text{const}$) mit Leitfähigkeitsänderungen.

Im Falle I schwingt der Vektor $\vec{H}_{\text{tor}}$ in Ebenen $z=\text{const}$ und stellt eine tangentiale magnetische Mode (TM-Mode) dar. Bei II liegt eine tangentiale elektrische Mode vor (TE-Mode). Für I und II werden getrennt die modifizierten Maxwell-Gleichungen erfüllt.

Die Beziehungen zwischen den Feldkomponenten können nun für TE- und TM-Mode getrennt formuliert werden. Mit der in G1.32 eingeführten induktiven Skalenlänge C in den Indices C_{TM} für Fall I und C_{TE} für Fall II erhält man in Komponenten-Schreibweise die folgenden beiden Gleichungssysteme:

$$\begin{array}{lll} \text{G1.39} & H_{y\text{tor}} = \delta(z) C_{TM} E_{x\text{pol}} & E_{z\text{pol}} = i k_x C_{TM} E_{x\text{pol}} \\ \text{TM-Mode} & H_{x\text{tor}} = -\delta(z) C_{TM} E_{y\text{pol}} & E_{z\text{pol}} = i k_y C_{TM} E_{y\text{pol}} \end{array}$$

$$\begin{array}{lll} \text{G1.40} & E_{x\text{tor}} = i \omega \mu_0 C_{TE} H_{y\text{pol}} & H_{z\text{pol}} = i k_x C_{TE} H_{x\text{pol}} \\ \text{TE-Mode} & E_{y\text{tor}} = -i \omega \mu_0 C_{TE} H_{x\text{pol}} & H_{z\text{pol}} = i k_y C_{TE} H_{y\text{pol}} \end{array}$$

Aus dem bisher fehlenden Nachweis einer primären E_z -Komponente leiten Schmucker und Weidelt (1975, S.88) die Vermutung ab, daß die primäre Schwingungsmode des natürlichen elektromagnetischen Feldes die TE-Mode ist. Da an der Grenzfläche Boden/Luft ($\delta_{\text{Luft}} = 0$) die Vertikal-Komponente H_z stetig ist, muß auch $H_z = 0$ gelten. Für $\delta = \delta(z)$ und fester räumlicher Struktur des primären Erdmagnetfeldes $\vec{H}$ erwartet man also weder einen primären (oder äußeren) noch einen sekundären (oder inneren) Beitrag zur erdmagnetischen Vertikalkomponente.

Feldkomponenten, die ausschließlich durch Überlagerung von primären TE-Feldern und unter der Bedingung $\delta = \delta(z)$ induzierten sekundären TE-Feldern entstanden sind, werden von nun an als Normalfelder bezeichnet. Im Gegensatz dazu werden Feldkomponenten, die Überlagerungen von primären TE-Feldern und unter den Bedingungen $\delta = \delta(z, x)$, $\delta = \delta(z, y)$ oder $\delta = \delta(z, x, y)$ induzierten sekundären TE- oder TM-Feldern sind, als anomal bezeichnet.

Mit der Vereinbarung $C_{TE} = C_n$ (n für normal) und mit $H_z = 0$ lautet die Beziehung zwischen den Normalfeldern:

$$\text{G1.41 a) } \begin{pmatrix} E_{xn} \\ E_{yn} \end{pmatrix} = i \omega \mu_0 * \begin{pmatrix} 0 & C_n \\ -C_n & 0 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} H_{xn} \\ H_{yn} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & Z_n \\ -Z_n & 0 \end{pmatrix} * \begin{pmatrix} H_{xn} \\ H_{yn} \end{pmatrix}$$

$$\text{G1.41 b) } H_{zn} = i k_x C_n H_x = i k_y C_n H_y = 0 \quad (k_x = k_y = 0)$$

In Tensor-Schreibweise kann G1.41a einfacher dargestellt werden:

$$\vec{E}_n = i \omega \mu_0 \underline{C}_n \vec{H}_n = \underline{Z}_n \vec{H}_n$$

$\underline{C}_n$ heißt normaler Übertragungstensor, $\underline{Z}_n$ ist der Tensor der nor-

malen Impedanz. Diese Ableitung der Interpretationsgrößen $\underline{C}_n$ und $\underline{Z}_n$ gilt für ein räumlich homogenes, in Ebenen $z=\text{const}$ örtlich variables und mit der Zeit variierendes primäres Erdmagnetfeld und für einen Halbraum mit horizontaler aber in x - und y -Richtung isotrop leitfähiger Schichtung.

1.2. Das an der Erdoberfläche gemessene elektromagnetische Wechselfeld der Erde

In der Praxis der geophysikalischen Feldmessung werden nirgendwo normale erdmagnetische und tellurische Felder gemessen. Gründe dafür sind hauptsächlich die Inhomogenität des primären Magnetfeldes (Bedingung G1.11 verletzt) oder die Abweichung des Untergrundes vom idealen homogenen oder lateral isotrop geschichteten Halbraum.

Für letzteren Fall tritt zur normalen Leitfähigkeitsverteilung $\zeta_n = \zeta(z)$ eine Überlagernde anomale $\zeta_a(z, x)$; z.B.:

$$G1.42 \quad \zeta(y=\text{const}) = \zeta_n(z) + \zeta_a(z, x)$$

In Abb. A1.2 können die anomalen sekundären Felder $E_a(z, x)$ und $H_a(z, x)$ bezüglich zweier Fälle unterschieden werden - je nachdem, ob das primäre elektrische TE-Feld linear in x - oder in y -Richtung polarisiert ist.

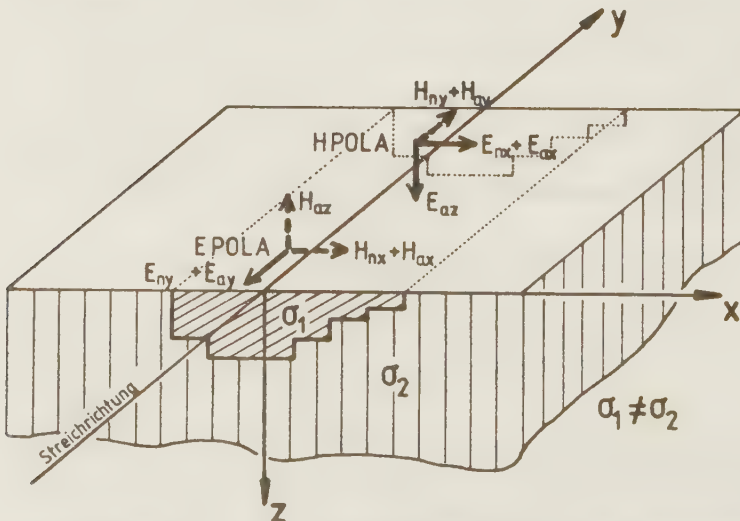


Abb. A1.2: TE- und TM-Felder über einer zweidimensionalen Leitfähigkeits-Struktur

Ist es in y -Richtung polarisiert, also in der Richtung ohne laterale Variationen von $\tilde{G}_a(z, x)$, so ist das anomale Sekundärfeld ebenfalls ein TE-Feld. Die Polarisation des primären TE-Feldes heißt dann E-Polarisation. Von H-Polarisation spricht man, wenn das primäre magnetische TE-Feld in y -Richtung linear polarisiert ist; dabei gibt es ein anomales sekundäres TM-Feld.

Für die in G1.42 angenommene Leitfähigkeitsanomalie bedeutet dies eine neuerliche Möglichkeit der Entkopplung der Feldzusammenhänge aufgrund der Polarisationsrichtung des primären TE-Feldes:

$$\begin{aligned} \text{G1.43} \quad \vec{E}_{\text{EPOLA}} &= (0, E_{yn} + E_{ya}, 0) & \text{E-Polarisation} \\ \vec{H}_{\text{EPOLA}} &= (H_{xn} + H_{xa}, 0, H_{za}) & \text{TE}_n + \text{TE}_a \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{G1.44} \quad \vec{E}_{\text{HPOLA}} &= (E_{xn} + E_{xa}, 0, E_{za}) & \text{H-Polarisation} \\ \vec{H}_{\text{HPOLA}} &= (0, H_{yn} + H_{ya}, 0) & \text{TE}_n + \text{TM}_a \end{aligned}$$

Im Falle einer dreidimensionalen Leitfähigkeitsverteilung

$$\text{G1.45} \quad \tilde{G}(\vec{r}) = \tilde{G}_n(z) + \tilde{G}_a(z, x, y)$$

im Untergrund, welche in der Natur fast ausschließlich zu beobachten ist, gibt es keine Polarisationsrichtung des primären TE-Feldes, für die in der anomal leitfähigen Erde eine vollständige Moden-Entkopplung der anomalen sekundären Felder möglich ist.

Aus den nunmehr vorliegenden entkoppelten Induktionsvorgängen rechtfertigt sich ganz allgemein die Zerlegung der elektromagnetischen Feldvektoren in normale und anomale Anteile. Der Zusammenhang zwischen gemessenen Feldvektoren und deren normalen Anteilen wird üblicherweise durch lineare Transformationen beschrieben:

$$\text{wenn} \quad \vec{E} = \vec{E}_n + \vec{E}_a \quad \text{und} \quad \vec{H} = \vec{H}_n + \vec{H}_a$$

$$\text{oder} \quad \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{xn} \\ E_{yn} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{xa} \\ E_{ya} \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} H_{xn} \\ H_{yn} \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} H_{xa} \\ H_{ya} \\ H_{za} \end{pmatrix}$$

dann

$$\text{G1.46} \quad \vec{E} = \underline{A} \vec{E}_n \quad \underline{A} = \begin{pmatrix} A_{xx} & A_{xy} \\ A_{yx} & A_{yy} \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{Tellurische} \\ \text{Verzerrungs-} \\ \text{matrix} \end{array}$$

$$\text{G1.47} \quad \vec{H} = \underline{B} \vec{H}_n \quad \underline{B} = \begin{pmatrix} B_{xx} & B_{xy} \\ B_{yx} & B_{yy} \end{pmatrix} \quad \begin{array}{l} \text{Magnetische} \\ \text{Verzerrungs-} \\ \text{matrix} \end{array}$$

Mit G1.46 und G1.47 kann G1.41 jetzt umgeschrieben werden zu:

$$\begin{aligned} \text{G1.48} \quad \underline{A}^{-1} \vec{E} &= \underline{Z}_n \underline{W}^{-1} \vec{H} \\ \text{oder} \quad \vec{E} &= \underline{A} \underline{Z}_n \underline{W}^{-1} \vec{H}; \\ \text{dabei ist } \underline{Z} &= \underline{A} \underline{Z}_n \underline{W}^{-1} \text{ der lokale Impedanztensor.} \end{aligned}$$

Damit ist eine allgemein gültige Beziehung zwischen den meßbaren elektromagnetischen Horizontalkomponenten erzielt worden; diese Beziehung wird bei der Sondierungsmethode der Magnetotellurik genutzt.

Es muß noch bemerkt werden, daß die magnetische Verzerrungsmatrix $\underline{W}$ nur zwischen den gemessenen und normalen Horizontalkomponenten definiert wurde. In der Literatur führt eine Einbeziehung der gemessenen (anormalen) H_z -Komponente in G1.47 oft zu einer weiteren Zeile $W_{zx} W_{zy}$ und damit auch zu einer erweiterten und deshalb anderen Definition der lokalen Impedanz in G1.48. Beide Definitionen haben sich jedoch gleichberechtigt durchgesetzt und werden alternativ verwendet (Schmucker und Weidelt, 1975).

In der hier verfolgten Herleitung wird die Beziehung

$$\begin{aligned} H_z &= H_{za} + H_{zn} = H_{za} + 0 = W_{zx} H_{xn} + W_{zy} H_{yn} \\ \text{in einer von der magnetotellurischen Methode zunächst unabhängigen Methode - der erdmagnetischen Tiefensondierung - genutzt.} \end{aligned}$$

Die Anwendung der Maxwell-Gleichungen auf die E- und H-Polarisation primärer TE-Felder führt zu den folgenden beiden entkoppelten Gleichungssystemen:

	EPOLA	HPOLA
G1.49	$\partial H_z / \partial x - \partial H_x / \partial z = \zeta E_y$	$\partial E_z / \partial x - \partial E_x / \partial z = -i\omega\mu_0 H_y$
G1.50	$\partial E_y / \partial x = i\omega\mu_0 H_z$	$\partial H_y / \partial x = -\zeta E_z$
G1.51	$\partial E_y / \partial z = -i\omega\mu_0 H_x$	$\partial H_y / \partial z = \zeta E_x$

Für den Fall verschwindender anomaler Sekundärfelder ($\zeta = \zeta(z)$) wird aus G1.49 (HPOLA) und G1.51 (EPOLA) unter Berücksichtigung von G1.41a:

$$\begin{aligned} \partial E_{yn} / \partial z &= -i\omega\mu_0 H_{xn} = -E_{yn} / C_n & \text{und} \\ \partial E_{xn} / \partial z &= i\omega\mu_0 H_{yn} = E_{xn} / C_n & \text{;daraus folgt} \\ \text{G1.52} \quad - \frac{E_{yn}}{\partial E_{yn} / \partial z} &= \frac{E_{xn}}{\partial E_{xn} / \partial z} = C_n \end{aligned}$$

Eine zu G1.52 analoge Beziehung existiert auch für H_{xn} und H_{yn} . Bei eindimensionaler Leitfähigkeitsverteilung genügen demnach bereits die horizontalen Feldkomponenten der Diffusionsgleichung. G1.52 bietet eine mögliche aber selten angewandte Methode zur Bestimmung der induktiven Skalenlänge: Das Verfahren der Vertikalgradienten (entsprechend der Definition von C in G1.32 aus dem Vertikalgradienten des Diffusionspotentials).

Im Falle nicht verschwindender anomaler Sekundärfelder ist bei einer zweidimensionalen Leitfähigkeitsanomalie die Entkoppelung von EPOLA und HPOLA durch geeignete Wahl und Drehung des Meßkoordinatensystems erzielbar. Vorher jedoch ist nicht zu erwarten, daß die Komponenten E_x (EPOLA) bzw. E_y (HPOLA) zu Null werden. Dann wird in M2 die z-Komponente der Rotation von $\vec{E}$:

$$\partial E_{yn}/\partial x - \partial E_{xn}/\partial y = -i\omega\mu_0 H_z$$

oder mit G1.41a

$$G1.53 \quad H_z = C_n (\partial H_{xn}/\partial x + \partial H_{yn}/\partial y)$$

Besonders bei unbekannter räumlicher Struktur des primären TE-Feldes bietet sich in G1.53 ein zusätzliches Verfahren der Bestimmung von C_n an, die Tiefensondierung mit der Methode der Horizontalgradienten.

Die bisherige Beschränkung auf Feldgrößen im Orts-/Zeitbereich kann durch die Fourier-Transformation:

$$G1.54 \quad \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \right\} \left\{ \int_{-\infty}^{+\infty} \right\} \vec{F}(t, \vec{r}) e^{-i2\pi \cdot (\vec{k} \cdot \vec{r} + \omega t)} d\vec{r} dt = \vec{F}(\omega, \vec{k})$$

aufgehoben werden. Der damit erreichte Frequenz-/Wellenzahl-Bereich bietet bezüglich der Spektralanalyse der Daten und der Untersuchung der räumlichen Struktur primärer und sekundärer Felder große Vorteile gegenüber dem Orts-/Zeit-Bereich. Allerdings wird in Feldprojekten die räumliche Stationsdichte mit wachsender Zielperiode im allgemeinen kleiner, was eine Wellenzahlanalyse nicht unterstützt. Ausnahmen davon sind die Harmonischen des primären Sq-Feldes, deren räumliche Struktur - zumindest in einer äquinoxialen Näherung - durch wohldefinierte Wellenzahlen bestimmt ist.

Deshalb wird die Fourier-Transformation G1.54 meist nur auf die Transformation von Zeit- in Frequenzbereich beschränkt.

Die Vektoren der elektromagnetischen Felder und ihre Komponenten werden im folgenden als Fourier-transformierte Größen im Orts-/Frequenz-Bereich verstanden, ohne deswegen eine neue Schreibweise einzuführen. An der Gültigkeit des abgeleiteten Formelwerkes ändert sich deshalb nichts.

Obwohl im Ortsbereich analysiert, bleiben die Feldvariablen und die Übertragungsgrößen $\underline{C}_n$, $\underline{Z}_n$, $\underline{A}$, $\underline{U}$ und $\underline{Z}$ natürlich echte Funktionen der Wellenzahlen k_x und k_y . Würden in der Natur primäre Magnetfelder existieren, deren Wellenzahl-Vektor im Betrag um Größenordnungen kleiner ist als der Kehrwert der induktiven Skalenlänge, so könnte man in dieser quasihomogenen Näherung die Wellenzahl-Abhängigkeit vernachlässigen.

Nun gilt für die Pulsationen des Erdmagnetfeldes tatsächlich $|\vec{k}| \cdot \text{Realteil}(C_n) \ll 1$, und die quasihomogene Näherung für das induzierende magnetische TE-Feld führt in den Übertragungsgrößen $\underline{C}_n$ und $\underline{Z}_n$ zu Grenzwerten, die von k unabhängig sind. Für $\underline{A}$ und $\underline{U}$ gilt diese Unabhängigkeit genauso, sofern sie nicht auf Normalfelder einer zu weit entfernten Basis-Station bezogen wurden; ist $\underline{A}$, $\underline{U}$ und $\underline{Z}_n$ von k unabhängig, dann auch $\underline{Z}$. Die quasihomogene Näherung ist ausführlich bei Reitmayr (1974, S. 29ff) beschrieben und geht auf Cagniard und Tikhonov zurück.

Damit sind die Beziehungen der an der Erdoberfläche gemessenen elektromagnetischen Feldkomponenten formal dargestellt, die wesentlichsten elektromagnetischen Verfahren im methodischen Ansatz erklärt und der Gültigkeitsbereich der Methoden durch die Beschränkung mehrerer Näherungen abgesteckt. Ein besonderes Ziel der Tiefensondierung mit langen Perioden, nämlich die Entzerrung der Übertragungsgröße $\underline{Z}$ von oberflächennahen Verzerrungen des tellurischen Feldes $\vec{E}$, verdient jedoch noch eine eingehendere Betrachtung.

1.3. Oberflächennahe tellurische Verzerrungen und deren Hebbarkeit

Mit der tellurischen Verzerrungsmatrix $\underline{A}$ ist in G1.46 bereits ein Werkzeug eingeführt worden, das sich zur Beschreibung auch oberflächennaher linearer Verzerrungen zwischen gemessenem und normalem tellurischen Feld eignet. Es sollen nun noch zwei

weitere anschauliche analytische Hilfsmittel zur Untersuchung von E-Feld-Verzerrungen bereitgestellt werden.

In einem Ansatz, der auf Larsen (1975, 1977) zurückgeht, beschreiben Cox et al. (1980) diese Verzerrung durch:

$$G1.55 \quad \underline{Z} = Z_n \cdot \begin{pmatrix} D(A+C) & D(B-1) \\ D(B+1) & D(A-C) \end{pmatrix} = Z_n \cdot \underline{V}$$

Dieser Ansatz zielt darauf ab, eine eindimensionale (normale) Leitfähigkeitsverteilung im tiefen Untergrund von einer anomalen Leitfähigkeits-Struktur einer dünnen Deckschicht mit lateral variierendem $\tilde{\sigma}(z, x, y)$ zu trennen.

Eine G1.55 ähnliche lineare Operation erhält man, wenn in der Definitionsgleichung für $\underline{Z}$ (G1.48) nur die tellurische Verzerrung berücksichtigt wird:

$$G1.56 \quad \underline{Z} = \underline{A} \cdot \underline{Z}_n = Z_n \cdot \underline{V}$$

Zwischen den Tensoren der tellurischen Verzerrung $\underline{A}$ und der Verzerrungsmatrix $\underline{V}$, die die Verzerrung des elektrischen Feldes durch eine dünne inhomogene Deckschicht beschreibt, besteht offensichtlich ein linearer Zusammenhang:

$$G1.57 \quad \underline{Z} = Z_n \cdot \begin{pmatrix} -A_{xy} & A_{xx} \\ -A_{yy} & A_{yx} \end{pmatrix} = Z_n \cdot \begin{pmatrix} D(A+C) & D(B-1) \\ D(B+1) & D(A-C) \end{pmatrix}$$

$$\begin{aligned} a) \quad & -A_{xy} = D(A+C) = Z_{xx}/Z_n \\ b) \quad & A_{xx} = D(B-1) = Z_{xy}/Z_n \\ c) \quad & -A_{yy} = D(B+1) = Z_{yx}/Z_n \\ d) \quad & A_{yx} = D(A-C) = Z_{yy}/Z_n \end{aligned}$$

Aus den Gleichungen G1.57a-d lassen sich die Elemente des Tensors $\underline{V}$ mit Ausnahme von D durch die Elemente der Tensoren $\underline{A}$ und $\underline{Z}$ darstellen:

$$G1.58 \quad \begin{aligned} a) \quad A &= -(A_{xy} - A_{yx}) / (A_{xx} - A_{yy}) = (Z_{xx} + Z_{yy}) / (Z_{xy} - Z_{yx}) \\ b) \quad B &= -(A_{xx} + A_{yy}) / (A_{xx} - A_{yy}) = -(Z_{xy} + Z_{yx}) / (Z_{xy} - Z_{yx}) \\ c) \quad C &= (A_{xy} + A_{yx}) / (A_{xx} - A_{yy}) = (Z_{xx} - Z_{yy}) / (Z_{xy} - Z_{yx}) \end{aligned}$$

Die Elemente A und C beschreiben tensorielle Verzerrungen der Tensoren $\underline{A}$ und $\underline{Z}$; A ist die Skewness (Schiefe) von $\underline{Z}$ und C die Skewness von $\underline{A}$. B ist nach G1.55 ein Maß für die Aniso-

tropie des Impedanztensors und nach G1.57 auch für die tellurische Verzerrung $\underline{A}$. Der Tellurikparameter D ist ein den Elementen von $\underline{V}$ gemeinsamer Skalenfaktor, der ebenfalls für die tellurische Verzerrung charakteristisch ist und später noch eine wichtige Rolle bei der Skalierung von Modellrechnungen spielen wird.

Eine Drehung des Magnetfeldes und des tellurischen Feldes um die Winkel φ_H bzw. φ_E bewirkt eine Entzerrung der Schiefe des Impedanztensors $\underline{Z}$ und bringt ihn gleichzeitig auf Hauptachsenform, wenn (Cox et al.):

$$\begin{aligned} \varphi_1 = \varphi_E - \varphi_H &= \frac{1}{2} \arctg \left\{ 2 \operatorname{Re}(A) / (1 - |A|^2) \right\} \\ \varphi_2 = \varphi_E + \varphi_H &= \frac{1}{2} \arctg \left\{ 2 \operatorname{Re}(B \cdot C^*) / (|B|^2 - |C|^2) \right\} \\ 2\varphi_E = \varphi_1 + \varphi_2 \quad \text{und} \quad 2\varphi_H = \varphi_2 - \varphi_1 \end{aligned}$$

Im gedrehten Koordinatensystem erwartet man sehr kleine und reelle Werte von A' und C' ; B' ist ein Anisotropie-Maß und verschwindet bei eindimensionaler Verteilung der Leitfähigkeit im Untergrund. Die gleichzeitige Minimierung von A' und C' in zueinander nicht mehr notwendig senkrecht stehenden Koordinatensystemen für elektrisches und magnetisches Feld bewirkt ein simultanes Entzerren (engl.: deskewing) der Tensoren $\underline{Z}'$ und $\underline{A}'$. Gleichzeitig wird die Hauptdiagonale in $\underline{A}$ sowie die Nebendiagonale in $\underline{Z}$ maximiert. In den meisten Fällen wird dabei der Tellurikparameter D' im gedrehten Koordinatensystem einen reellen Wert besitzen.

Zur Berücksichtigung des Tellurikparameters D bestimmt man zunächst das Produkt $Z_n D$ aus einer komplexwertigen Mittelung, für die in der Praxis oft auch eine Gewichtung mit dem Kehrwert der Varianzen der Tensorelemente von $\underline{Z}$ erfolgt. Wegen der rechten Seite von G1.57 gilt:

$$G1.60 \quad Z_n \cdot D = \left(\frac{Z_{xx}}{A+C} + \frac{Z_{xy}}{B-1} + \frac{Z_{yx}}{B+1} + \frac{Z_{yy}}{A-C} \right) / 4$$

Dadurch ist eine Größe isoliert worden, die die Normalimpedanz enthält; diese ist bis auf einen reellen Faktor bestimmt.

Im Falle eindimensionaler Leitfähigkeit im Untergrund muß die Normalimpedanz Z_n direkt mit der aus magnetischen

Verfahren abgeleiteten induktiven Skalenlänge vergleichbar sein. Dabei muß die aus G1.41 bekannte Beziehung $Z_n/C_n = i\omega\mu_0$ gelten, was zu einer Bestimmungsgleichung für D führt:

$$\begin{aligned} \text{G1.61} \quad Z_n \cdot D &= i\omega\mu_0 \cdot C_n \cdot D && \text{für magnetotellurische Ergebnisse} \\ Z_n &= i\omega\mu_0 \cdot C_n && \text{für geomagnetisch erzielte Ergebnisse} \end{aligned}$$

Bei zweidimensionaler Verteilung der Leitfähigkeit im Untergrund (A' und C' gegen Null; $B' \neq \text{Null}$) gibt es zwei Werte $Z_n(B'-1)/D'$ und $Z_n(B'+1)/D'$ (für die Impedanzen parallel und senkrecht zur Streichrichtung einer Leitfähigkeits-Anomalie), die als lokale und vom Tellurikparameter D' entzerrte Impedanzen verstanden werden.

Larsen (1977, S.184ff) bestimmt den Tellurikparameter mit der sogenannten Inversionsmethode, die hier nicht näher erläutert wird. Die dabei vorausgesetzte Gültigkeit der Ricatti-Gleichung $dZ/dz + \mu_0 \zeta Z^2 + i\omega = 0$ fordert folgende Schlußfolgerung bei einer Transformation $Z_n D$ (magnetotellurisch) $\rightarrow Z_n$ (magnetisch): Die Ricatti-Gleichung ist dann invariant gegen eine solche Transformation, wenn sich dabei die Tiefe wie $z_m = z_{mt}/D$ und die Leitfähigkeit wie $\zeta_m = \zeta_{mt}/D^2$ transformieren. Von dieser Notwendigkeit ausgehend und unter Berücksichtigung von G1.61 ergibt sich ganz von selbst die in Abschnitt 4.2. durchgeführte Vorschrift zur Skalierung von Leitfähigkeits-Tiefen-Funktionen.

Zur Beschreibung der lokalen Impedanzen verwendet Schmucker (1980, S. 294ff) die sogenannten tellurischen Vektoren:

$$\begin{aligned} \text{G1.62} \quad \vec{e}_x &= -Z_{xx}\vec{x}_0 + Z_{yx}\vec{y}_0 && \vec{y}_0 \text{ NS pos. nach N} \\ \vec{e}_y &= -Z_{xy}\vec{x}_0 + Z_{yy}\vec{y}_0 && \vec{x}_0 \text{ EW pos. nach E} \end{aligned}$$

Die Definition verwendet alle Elemente des Impedanztensors $\underline{Z}$; eine Darstellung getrennt nach Real- und Imaginärteil ist üblich. Ist das Magnetfeld eine in NS-($\vec{y}_0$)-Richtung linear polarisierte Schwingung, so wird der tellurische Vektor $\vec{e}_y$ als der auf dieses Magnetfeld normierte tellurische Feldvektor verstanden. Entsprechend der Wahl des Bezugskoordinatensystems wird für normalen Untergrund die so bestimmte positive Polarisationsrichtung

die Westrichtung sein; damit wird ein Minuszeichen in $\vec{x}_0$ -Richtung notwendig. Ist das Magnetfeld linear in EW- $(\vec{x}_0)$ -Richtung polarisiert, so wird ein normiertes linear polarisiertes E-Feld in NS-Richtung (positiv nach N) erwartet.

Die Hauptdiagonalelemente des Impedanztensors tragen zu einer Verzerrung der tellurischen Vektoren in Richtung, Betrag oder Phase bei, aus der auf bestimmte Eigenschaften eines induzierten anomalen Stromsystems geschlossen werden kann. Im allgemeinen stellen also die tellurischen Vektoren elliptisch polarisierte Schwingungen dar.

Im Zeitbereich eignet sich demnach eine Darstellung z.B. des tellurischen Vektors $\vec{e}_x = (x(t), y(t))$ wie folgt:

$$G1.63 \quad \vec{e}_x = \begin{pmatrix} -\operatorname{Re}(Z_{xx} e^{i\omega t}) \\ \operatorname{Re}(Z_{yx} e^{i\omega t}) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -a_{xx} \cos(\omega t + \varphi_{xx}) \\ a_{yx} \cos(\omega t + \varphi_{yx}) \end{pmatrix}$$

G1.63 beschreibt die Überlagerung zweier in EW- und NS-Richtung linear polarisierter Schwingungen zu einer Schwingungsellipse in der xy-Ebene. Zur Feststellung des Halbachsen-Verhältnisses muß eine Transformation der Koordinaten ins Hauptachsensystem vorgenommen werden; das Bezugskordinatensystem muß um den Winkel ψ gedreht werden. Im Hauptachsensystem wird die Phasendifferenz $\varphi_{xx} - \varphi_{yx}$ gerade zu $\pm \pi/2$.

$$\vec{e}'_x = \begin{pmatrix} \cos\psi & \sin\psi \\ -\sin\psi & \cos\psi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x(t) \\ y(t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a'_{xx} \cos(\omega t + \gamma) \\ a'_{yx} \cos(\omega t + \gamma) \end{pmatrix}$$

Für den Drehwinkel ψ gilt bei Drehung positiv von E über N:

$$G1.64 \quad \psi = \frac{1}{2} \arctg \left\{ \operatorname{tg} \left[2 \arctg \left(\frac{a_{yx}}{a_{xx}} \right) \right] \cdot \cos(\varphi_{yx} - \varphi_{xx}) \right\}$$

Das Halbachsenverhältnis errechnet sich zu:

$$G1.65 \quad \frac{a'_{yx}}{a'_{xx}} = \frac{1}{2} \arcsin \left\{ \sin \left[2 \arctg \left(\frac{a_{yx}}{a_{xx}} \right) \right] \sin(\varphi_{yx} - \varphi_{xx}) \right\}$$

Es gibt folgerichtig zwei Möglichkeiten für eine linear polarisierte Schwingung im Hauptachsensystem; beide sind für die Interpretation des Impedanztensors von Bedeutung.

Erstens kann die Phasendifferenz $\varphi_{yx} - \varphi_{xx} = k\pi$ ($k=0,1,\dots$) sein, d.h., die linear polarisierten Teilschwingungen in $\vec{x}_0$ - und $\vec{y}_0$ -Richtung schwingen gleich- oder gegenphasig. Der zweite Fall tritt ein, wenn bereits im ursprünglichen Bezugskordinatensystem eine linear polarisierte Schwingung vorlag ($a_{xx}=0$ oder $a_{yx}=0$); die Hauptachsentransformation entartet wegen $\psi = 0$ zur

identischen Abbildung.

Für den tellurischen Vektor $\vec{e}_x$ bedeutet die erste Bedingung, daß Real- und Imaginärvektor in die gleiche Richtung zeigen, die zweite Bedingung, daß er achsenparallel orientiert ist.

Für die Impedanzen folgt aus dem ersten Fall die Gleichheit der Phasen φ_{xx} und φ_{yx} (modulo π) in Z_{xx} und Z_{yx} , aus dem zweiten Fall das Verschwinden von Z_{xx} oder Z_{yx} .

Diese Überlegungen gelten sinngemäß auch für den tellurischen Vektor $\vec{e}_y$ und die Impedanzen Z_{xy} und Z_{yy} .

Insgesamt beschreibt der erste Fall also eine Verzerrung des tellurischen Feldes in Betrag und Richtung (nicht in der Phase) durch laterale Leitfähigkeitsgradienten, was auf eine reelle tellurische Verzerrungsmatrix $\underline{A}$ führt. "Es liegt gleichsam eine Gleichstrom-Verzerrung des tellurischen Feldes vor wie sie sich bei einer dünnen Deckschicht variabler integrierter Leitfähigkeit über einem Nichtleiter bei genügend langen Perioden einstellt" (Schmucker, 1980, S.296). Für die Elemente des Tensors $\underline{V}$ heißt dies nach G1.58: Die Koeffizienten A' , B' , C' und D' sind reell. Dabei bleibt weiterhin die Forderung bestehen, daß für eindimensionale Leitfähigkeitsverteilung im tiefen Untergrund A' , B' und C' gegen Null streben sollen und D' beliebige reelle Werte annehmen kann.

Im zweiten Fall bewirkt die Verzerrung des tellurischen Feldes eine Veränderung des tellurischen Vektors in Betrag und Phase (nicht in der Richtung) wie es bei einer zweidimensionalen Leitfähigkeitsverteilung zutrifft, die in Achsenrichtung streicht. Die tellurische Verzerrungsmatrix besitzt dann nur zwei nicht verschwindende Elemente, nämlich die komplexwertigen Elemente in der Hauptdiagonale. Nach G1.58 verschwinden damit im Tensor $\underline{V}$ die Koeffizienten A' und C' , jedoch nicht B' , welches auch nicht mehr reell sein muß. Der reelle Tellurikfaktor D' verlangt dazu auch noch eine Bedingung für die Imaginärteile in den Elementen A'_{xx} und A'_{yy} der tellurischen Verzerrungsmatrix:

$$G1.66 \quad -\operatorname{Im}(A'_{xx}) = +\operatorname{Im}(A'_{yy}) \quad \text{oder} \quad \operatorname{Im}(A'_{xx}) = \operatorname{Im}(A'_{yy}) = 0$$

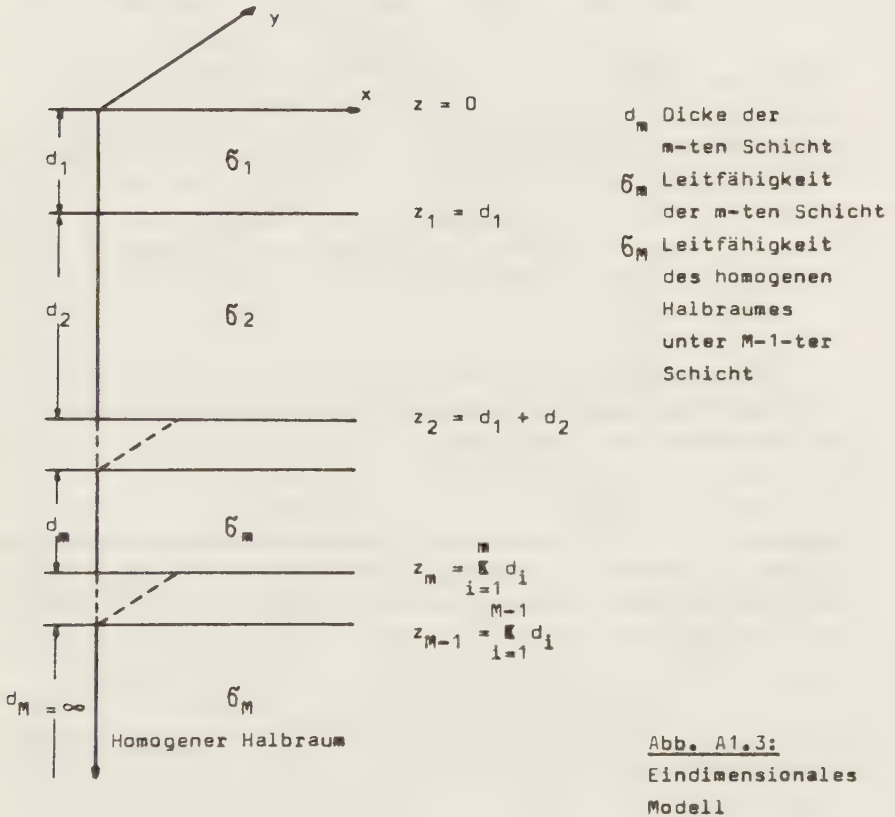
1.4. Die Simulation von Widerstandsstrukturen im Untergrund und der Vergleich mit Meßergebnissen

Für die Interpretation der Meßergebnisse - also der Frequenzfunktionen Z_n oder C_n bzw. Z_{EPOLA} oder Z_{HPOLA} - stehen verschiedene Möglichkeiten offen. Die wohl am häufigsten angewandte Methode ist die Modellrechnung, bei der mittels Rechneinsatz eine vorgegebene Leitfähigkeitsstruktur für den Untergrund modelliert und interaktiv oder automatisch verändert wird, bis die daraus berechnete Frequenzfunktion (z.B. $Z_{nModell}$) der gemessenen am ähnlichsten ist. Kriterium für die beste Anpassung ist im allgemeinen die Summe der Differenzen-Quadrate zwischen Meß- und Modellfunktion bei bestimmten Frequenzen, welche dann minimal werden soll.

Die Simulation einer zweidimensionalen Struktur der Leitfähigkeit (etwa nach Abb. A1.2) soll hier nicht Gegenstand der Beschreibung sein, weil sie in dieser Arbeit nur zu Pilotuntersuchungen über den räumlichen Einfluß oberflächennaher und tiefer lateraler Leitfähigkeitsgradienten verwendet wurde. Die angewandten EDV-Programme gehen vorwiegend auf Haak und Kemmerle zurück (Kemmerle, mündl. Mitteilung, 1981) und lösen die inhomogenen Diffusionsgleichungen G1.24a und G1.25a mit der Methode der finiten Differenzen. Die Programme wurden in jüngster Zeit erfolgreich von Stein (1982) zur Untersuchung des Küsteneffekts in Island und von Teufel (1983) und Dittus (1983) zur Erklärung der elektromagnetischen Messungen am Alpennordrand in gleicher Version benutzt und werden dort wie auch bei Haak (1978), Kemmerle (1977) und Beblo (1974) erläutert.

Für eine Einzelstations-Auswertung der Messung elektromagnetischer Felder über einem Untergrund normaler Leitfähigkeit bietet sich ein Vergleich mit synthetischen Daten aus Modellen mit horizontaler Anordnung verschieden aber isotrop leitfähiger Schichten an. Zur Berechnung der 'Response'(-Funktion) des eindimensionalen Modells, hier also der für den geschichteten Halbraum charakteristischen Übertragungsfunktionen Z_n oder C_n , müssen die homogenen Diffusionsgleichungen G1.24b und G1.25b gelöst werden. Dabei ist die in G1.52 gewonnene Erkenntnis von Bedeutung, daß in diesem Fall jede Horizontalkomponente des tellurischen Feldes bereits die Diffusionsgleichung erfüllt. Die folgende Ableitung geht von den Arbeiten Cagniards (1953) und von

Berdichevsky und Brunelli (1959) aus. Die Abb. A1.3 gibt eine Vorstellung von den verwendeten Modellparametern.



Für jede der M Schichten des Modells ist die Gleichung G1.25b zu lösen, also für die m -te Schicht und $k_m = k_{mz}$ wie in G1.27:

$$G1.67 \quad (k_m^2 + i\omega\mu_0\sigma_m) \cdot E(z) = 0$$

Die Lösung dieser Diffusionsgleichung ist

$$G1.68 \quad E(z) = A_m \cdot e^{-k_m z} + B_m \cdot e^{k_m z}$$

Die Koeffizienten A_m und B_m sind durch die Stetigkeitsbedingungen an Leitfähigkeitsgrenzen bestimmbar. Die gesuchte Normalimpedanz Z_n berechnet man aus G1.41a und wegen G1.52 über das

zu $E(z)$ orthogonale $H(z)$

$$G1.69 \quad H(z) = E(z)/Z_{nm} = \frac{1}{i\omega\mu_0} \partial E(z)/\partial z$$

Aus G1.68 folgt dann eine Darstellung der Normalimpedanz:

$$G1.70 \quad Z_{nm} = i\omega\mu_0 C_{nm} = \frac{E(z)}{H(z)} = \frac{i\omega\mu_0 (B_m e^{k_m z} + A_m e^{-k_m z})}{k_m (B_m e^{k_m z} - A_m e^{-k_m z})}$$

Unter Einführung der Funktion $\text{cth}(x) = (e^x + e^{-x})/(e^x - e^{-x})$ wird die Response für das eindimensionale Modell:

$$G1.71 \quad C_{nm}(z, \omega) = \frac{e^{k_m z - \ln(A_m/B_m)} + e^{-k_m z + \ln(A_m/B_m)}}{k_m (e^{k_m z - \ln(A_m/B_m)} - e^{-k_m z + \ln(A_m/B_m)})}$$

oder

$$C_{nm}(z, \omega) = \frac{1}{k_m} \text{cth}(k_m z - \ln(A_m/B_m))$$

Die bisher unbestimmten Koeffizienten lassen sich durch die Umkehrfunktion archth isolieren:

$$G1.72 \quad \ln(A_m/B_m) = k_m z - \text{archth}(k_m C_{nm})$$

Reitmayr (1974, S.36) setzt nun z_U für die Untergrenze der m -ten Schicht in G1.72 ein und bringt das Ergebnis für $\ln(A_m/B_m)$ in G1.71 ein, in der er noch z_O für die Obergrenze der m -ten Schicht vorgibt. Dann gilt wegen $d_m = z_U - z_O$:

$$G1.73 \quad C_{nm}(z_O) = \frac{1}{k_m} \text{cth}(-k_m d_m + \text{archth}(k_m C_{nm}(z_U)))$$

Wegen der Stetigkeit normaler TE-Felder an Leitfähigkeitsgrenzen in Ebenen $z=\text{const}$ wird auch C_{nm} beim Übergang von der m -ten zur $m+1$ -ten Schicht stetig bleiben: $C_{nm}^{\text{unten}}(z_m) = C_{nm+1}^{\text{oben}}(z_m)$. Darüber hinaus ist es durch G1.73 möglich, die Response an der Oberkante der m -ten Schicht zu berechnen; wegen der Stetigkeit von C_n erhalten wir damit auch $C_{nm-1}^{\text{unten}}(z_{m-1})$ usw. bis $C_{n1}^{\text{oben}}(z_1) = C_n(z=0)$. Aus diesem rekursiven Zusammenhang läßt sich bei Kenntnis von C_{nm} , der induktiven Skalenlänge an der Obergrenze des homogenen Halbraumes, die induktive Skalenlänge an der Oberfläche $C_n(z=0)$ berechnen. $C_{nm}(z_{m-1})$ ist aber gerade $p/(i+1)$, die zur Lösung von G1.27 gehörende "Wellenlänge" i/k_m . Mit $k_m = \sqrt{i\omega\mu_0 \delta_m}$ wird dann die Response des eindimensionalen Modells aus Abb. A1.3 nach Reitmayr (1974) zu:

$$G1.74 \quad Z_n(z=0) = i\omega\mu_0 \left(-\sqrt{\frac{1}{\epsilon_1}} \operatorname{cth} \left(\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} d_1 + \operatorname{arcth} \sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} \operatorname{cth} \left(\sqrt{\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}} d_2 + \dots \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. \dots + \operatorname{arcth} \left(\sqrt{\frac{\epsilon_{m-1}}{\epsilon_m}} \right) \right) \right) \right) \dots$$

Durch Vorgabe von Zahl, Mächtigkeit und Leitfähigkeit der Schichten kann also aus G1.74 eine synthetische Normalimpedanz für jede gewünschte Frequenz erzeugt werden. Diese kann mit der aus den gemessenen Daten abgeleiteten normalen Impedanz verglichen werden; der minimale Anpassungsfehler als Summe quadratischer Differenzen zwischen Meß- und Modellwerten gilt als Kriterium für die Konsistenz der Meßdaten bezüglich des vorgegebenen Schichtmodells.

Ein besonderes Problem ist dabei das Verfahren, mit dem schnell und sicher eine solche Optimierung herbeigeführt werden kann. Es gibt dazu auch analytische Methoden, die Modellrechnung und Fehlerminimierung in zwei Arbeitsstufen behandeln (z.B. Fischer, 1980). Von Schmucker (1974) stammt eine quasilineare Näherung zur Lösung dieses Umkehrproblems der Meßdaten in Modelldaten - der Ψ -Algorithmus. Bei Vergleichen anlässlich einer Arbeit von Plattetschläger (1983) erwies sich, daß mindestens bis zu einem 6-Schicht-Fall die beiden Methoden - bei gleicher Güte der Anpassung an die Meßergebnisse - zu gleichen Modellen innerhalb der Fehlergrenzen führten. Allerdings zeigte sich die analytische Methode wesentlich aufwendiger und zeitraubender aber auch instabiler bei geringfügigen Änderungen der Anfangsbedingungen.

Der Ψ -Algorithmus bedarf zunächst einer Einschränkung des Freiheitsgrades der Modellparameter; man setzt:

$$G1.75 \quad k_m d_m = \sqrt{\epsilon_m} \cdot d_m = \text{const}$$

Die Berechnung von C_n erfolgt wieder über G1.52, also

$$C_n = -E(z=0) / (\partial E(z=0) / \partial z)$$

Jedoch wird nun das normale TE-Feld E_m in der m-ten Schicht ersetzt durch die Funktion von E_m :

$$G1.76 \quad \Psi_m(z) = 2 \cdot \ln \left(\frac{-k_m E_m(z_m)}{\partial E_m(z) / \partial z} \right)$$

Diese Funktion ist im Gegensatz zu E_m an Schichtgrenzen unstetig:

$$G1.77 \text{ a)} \quad \psi_{m+1}(z_m) = \psi_m(z_m) + \ln\left(\frac{\epsilon_{m+1}}{\epsilon_m}\right)$$

Mit den Hilfsgrößen

$$a = (B_m/A_m) e^{2k_m d_m} \quad \text{und} \quad b = e^{-2k_m d_m}$$

$$(A_m, B_m \text{ wie in G1.70})$$

kann die Beziehung zwischen der Funktion $\psi_m(z_m)$ an der Obergrenze und $\psi_m(z_{m+1})$ an der Untergrenze der m-ten Schicht wie folgt geschrieben werden (Schmucker und Weidelt, 1975, S.79):

$$G1.78 \text{ a)} \quad \frac{\psi_m(z_m)}{\psi_m(z_{m+1})} = \ln\left(\frac{1+ab}{1-ab}\right) / \ln\left(\frac{1+a}{1-a}\right)$$

Da $|a|$ als Quotient der Amplituden einer reflektierten und einer einfallenden Welle zu verstehen ist, gilt $|a| \leq 1$. Im allgemeinen ist $|a| \ll 1$ und eine Näherung erlaubt:

$$G1.78 \text{ b)} \quad \frac{\psi_m(z_m)}{\psi_m(z_{m+1})} = \frac{2ab(1+a^2b^2/3+\dots)}{2a(1+a^2/3+\dots)} = b$$

Wegen G1.75 ist $b = \text{const}$ unabhängig davon, in welcher Schicht man rechnet. Mit G1.78b ergibt G1.77a nunmehr:

$$G1.77 \text{ b)} \quad \psi_m(z_m) = b \psi_{m+1}(z_{m+1}) + \ln\left(\frac{\epsilon_m}{\epsilon_{m+1}}\right)$$

Für die Funktion ψ an der Oberfläche des Modells ergibt sich:

$$\psi_1(z=0, \omega) = 2 \ln(k_1 C_n(\omega))$$

Mit einer frei wählbaren Referenz-Leitfähigkeit ϵ_0 erzeugt man nun die modifizierte gemessene Übertragungsfunktion

$$G1.79 \quad y(\omega) = 2 \ln(\sqrt{i\omega\mu_0\epsilon_0} \cdot C_n(\omega))$$

Sukzessive Anwendung der Rekursionsformel G1.77b stellt die modifizierte Übertragungsfunktion G1.79 dann folgendermaßen dar:

$$\begin{aligned} G1.80 \text{ a)} \quad y'(\omega) &= \ln\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_1}\right) + \psi_1(z_1) = \\ &= \ln\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_1}\right) + b \ln\left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) + b \psi_2(z_2) = \\ &= \ln\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_1}\right) + b \ln\left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}\right) + b^2 \ln\left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_3}\right) + b^2 \psi_3(z_3) = \\ &\vdots \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \cdot \\ & = \sum_{m=0}^{M-1} b^m \ln\left(\frac{\zeta_m}{\zeta_{m+1}}\right) \end{aligned}$$

Unter Einbeziehung des homogenen Halbraumes (Schicht M), wo $\Psi_m(z_m) = 0$ gilt, erzielt man einen analytischen Zusammenhang zwischen der modifizierten Übertragungsfunktion und den modifizierten Modellparametern $\ln(\zeta/\zeta_0)$:

$$G1.80 \text{ b)} \quad y(\omega) = (b-1) \cdot \sum_{m=1}^{M-1} b^{m-1} \ln\left(\frac{\zeta_m}{\zeta_0}\right) - b^{M-1} \ln\left(\frac{\zeta_M}{\zeta_0}\right)$$

Durch Vorgabe der gemessenen Frequenzfunktion $C_n(\omega)$, des Schichtparameters $\sqrt{\frac{\zeta_m}{\zeta_0}} d_m$ sowie der Anzahl der Schichten M werden somit Meßergebnisse in Modellparameter invertiert. Verschiedene Schichtparameter ergeben für gleiche Meßdaten und gleiche Schichtzahl erfahrungsgemäß unterschiedliche Anpassungsfehler. Eine verschiedene Anzahl von Schichten ergibt für festgehaltenen Schichtparameter und gleiche Meßdaten ebenfalls verschiedene Interpretationsfehler.

Damit reduziert sich die Auswahl des eindimensionalen Modells aus der Vielzahl der möglichen Modelle für ein und dieselbe Übertragungsfunktion mit Meßfehler auf die Suche nach dem minimalen Interpretationsfehler bei Variation der Schichtzahl und des Schichtparameters. Diese Inversion von Übertragungsfunktionen $Z_n(\omega)$ oder $C_n(\omega)$ läßt eine vollautomatisierte Anwendung innerhalb der EDV zu.

1.5. Abschätzende Näherungen für bestimmte Modellparameter

Durch die Annahme, daß die tatsächliche Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund bei einer bestimmten Frequenz ω_0 allein durch ein Zweischicht-Modell erklärt werden kann, sind näherungsweise Aussagen über die wirkliche Tiefenabhängigkeit der Leitfähigkeit möglich. Bei dem in der späteren Auswertung gezeigten scheinbaren Widerstand als Funktion der Frequenz handelt es sich im Gegensatz dazu um eine Abschätzung für einen homogenen Halbraum (nach Cagniard). Schmucker und Weidelt (1975, S. 133f) geben eine Zusammenstellung solcher Näherungen für Zweischicht- und darüber hinaus auch für Dreischicht-Modelle. Tabelle T1.5.1 faßt die Näherungen für 2 Schichten zusammen.

Modell	Bestimmbare Parameter
Eine Schicht mit Leitfähigkeit Null über einem perfekt leitenden homogenen Halbraum ab der Tiefe z^* $\begin{array}{l} \hline \vartheta = \infty \\ \hline \vartheta = 0 \end{array} \begin{array}{l} z=0 \\ z^* \end{array}$	Die Tiefe des perfekten Ersatzleiters z^* $z^* = \frac{\text{Im}(Z_n)}{\omega\mu_0} = \text{Re}(C_n)$
Eine dünne leitende Deckschicht der integrierten Leitfähigkeit $\tau^* = \int_0^d \vartheta(z) dz$ über einem nicht leitenden homogenen Halbraum $\begin{array}{l} \hline \tau^* \\ \hline \vartheta = \infty \end{array} \begin{array}{l} z=0 \\ z=d \end{array}$	Die integrierte Leitfähigkeit τ^* (scheinbare Leitfähigkeit) $\tau^* = \frac{\text{Re}(Z_n)}{ Z_n ^2} = \frac{-\text{Im}(C_n)}{\vartheta_s}$
Falls $0 < \arg(Z_n) < \pi/4$: Eine dünne leitende Deckschicht der Leitfähigkeit τ^* über einem homogenen Halbraum mit Widerstand $\begin{array}{l} \hline \tau^* \\ \hline \vartheta^{**} \end{array} \begin{array}{l} z=0 \\ z=d \end{array}$ (τ^* integr. Leitfähigkeit, ϑ^{**} spezifischer Widerstand)	Die Leitfähigkeit τ^* und der Halbraum-Widerstand ϑ^{**} $\begin{aligned} \tau^* &= \frac{\text{Re}(Z_n) - \text{Im}(Z_n)}{ Z_n ^2} \\ &= \frac{-\text{Im}(C_n) - \text{Re}(C_n)}{\omega\mu_0 \cdot C_n ^2} \\ \vartheta^{**} &= \frac{1 + \text{ctg}^2 \varphi}{2} \vartheta_s ; \varphi = \arg(Z_n) \end{aligned}$
Falls $\pi/4 < \arg(Z_n) < \pi/2$: Eine nicht leitende Deckschicht der Dicke h über einem homogenen Halbraum mit Widerstand ϑ^* $\begin{array}{l} \hline \vartheta = \infty \\ \hline \vartheta^* \end{array} \begin{array}{l} z=0 \\ z=h \end{array}$ (ϑ^* spezifischer Widerstand)	Die Dicke der Deckschicht h und der Halbraum-Widerstand ϑ^* $\begin{aligned} h &= \frac{\text{Im}(Z_n) - \text{Re}(Z_n)}{\omega\mu_0} \\ &= \text{Re}(C_n) + \text{Im}(C_n) \\ \vartheta^* &= \frac{2 \vartheta_s}{1 + \text{tg}^2 \varphi} = 2\omega\mu_0 (\text{Im}(C_n))^2 \end{aligned}$

Tab. T1.5.1: Berechnung von Schichtparametern in Zweischicht-Modellen aus normalen Übertragungsfunktionen

Die Tiefe des perfekten Ersatzleiters z^* bei nicht leitender Deckschicht und der Halbraum-Widerstand $\mathcal{G}^*$ bei nicht leitender Deckschicht werden oft für eine erste Abschätzung des Leitfähigkeits-Tiefen-Profiles verwendet. Dabei stellt man den Widerstand $\mathcal{G}^*$ als Funktion der Obergrenze des idealen Leiters $\mathcal{G}^*(z^*)$ dar (Schmucker-Kuckes-Relation).

In dieser Betrachtung wird die Tiefe z^* als Tiefe des Maximums der induzierten Flächenstromdichte $\vec{j}$ verstanden. Mit zunehmender Frequenz ω verringert sich z^* systematisch. Besonders gute Übereinstimmung mit der wahren Widerstandsverteilung erzielt das $\mathcal{G}^*(z^*)$ -Verfahren bei mit der Tiefe monoton ansteigender Leitfähigkeit im Untergrund. Eine besonders schlechte Voraussetzung zur Anwendung des $\mathcal{G}^*(z^*)$ -Verfahrens ist das Vorkommen sehr hoch-ohmiger Zwischenschichten im lateral geschichteten Halbraum. Im einfachen Fall des homogenen Halbraumes und quasihomogener Anregung der Induktion im Erdinnern gibt $\mathcal{G}^*$ den wahren Widerstand des Halbraumes wieder. Das Verfahren ist streng genommen auf den Fall $\pi/4 < \arg(Z_n) < \pi/2$ eingeschränkt (siehe Tab.T1.5.1).

Obwohl es für Mehrschicht-Modelle (Schichtzahl größer 2) keine beweisbare analytische Begründung für die Anwendung des $\mathcal{G}^*(z^*)$ -Verfahrens gibt, wird die Funktion $\mathcal{G}^*(z^*)$ oft ganz allgemein als vorläufiges Widerstands-Tiefen-Profil mit der Frequenz ω als Kurvenparameter verwendet (Schmucker & Jankowski, 1972, S.240f), welches für eine große Vielfalt möglicher Leitfähigkeits-Tiefen-Verteilungen nicht mehr als ca. 10% von den wahren Widerstands-Tiefen-Profilen abweicht.

Besonders für die Interpretation elektromagnetischer Tiefensondierungen über einen sehr breiten Frequenzbereich hinweg, wo eine eindimensionale Inversionsrechnung der scheinbaren Widerstandswerte und der Phasen wegen der unterschiedlichen Auflösungsmöglichkeiten auch unterschiedliche Schichtparameter für verschiedene Frequenzbereiche erfordert, kann eine $\mathcal{G}^*(z^*)$ -Näherung schneller und zuverlässiger realistische Widerstands-Tiefenprofile erbringen als eine aufwendige Inversionsrechnung unter Einführung zusätzlicher Gewichtungen für die Einzelschichten. Jeder von Eins abweichende Gewichtungsfaktor für jede Schicht vergrößert den Parameterraum für die Suche nach dem Minimalfehler der Anpassung; das globale Anpassungs-Minimum müßte daher schließlich innerhalb eines praktisch ∞ -dimensionalen Parameterraumes bestimmt werden, was nicht praktikabel ist.

2. Das Meßnetz und die Daten der Feldkampagne

Ein Konzept zur Ableitung regional repräsentativer elektromagnetischer Übertragungsfunktionen für den Oberen Erdmantel muß die Ergänzung der magnetotellurischen Messungen im kritischen langperiodischen Bereich durch rein magnetische Messungen innerhalb und an der Peripherie des Untersuchungsgebietes vorsehen.

Nur damit wird eine Interpretation möglich, die weitgehend frei ist von lokalen oberflächennahen tellurischen Verzerrungen der magnetotellurischen Impedanz. Bereits die Auswahl der Meßstationen für das erdelektrische Feld unter geologischen Gesichtspunkten wirkt sich dabei günstig aus.

In die Überlegungen zu Planung und erfolgreicher Durchführung der langperiodischen Messungen müssen auch strukturell-räumliche und meßtechnische Aspekte des Sq-Variationsfeldes mit einbezogen werden. Über solche Vorbetrachtungen zu Anlage und Ausgestaltung des Meßnetzes wird in den nächsten Abschnitten berichtet.

Ergebnis dieser Konzeption ist ein durch Standorte für Pulsationsmessungen ergänztes Meßnetz, in dem etwa 7 Monate lang Zeitreihen der natürlichen elektromagnetischen Felder gemessen wurden.

Im vorletzten Abschnitt dieses Kapitels werden solche gemessenen Zeitreihen exemplarisch für eine viel größere Gesamtheit des umfangreichen Datenmaterials dargestellt und vorläufig bewertet. Dabei wird auch ein Orts-/Zeitplan der Besetzung der besprochenen Stationen gegeben; die Details der Messung werden hauptsächlich tabellarisch gelistet.

Schließlich sollen einige wichtige Schritte der Datenaufbereitung moderiert werden. Hierbei wird das Gewicht auf solche Schritte gelegt, die gegenüber bisherigen Standard-Verfahren abweichen. So wird z.B. über die Transformation geomagnetischer Komponenten ineinander berichtet, über die Anwendung digitaler FIR-Filter zu bestimmten Trennzwecken im Signal verschiedener Ursachen und auch über die Art und Weise der Bildung von Stundenmittelwerten und deren spektraler Charakteristik.

Am Ende dieses Kapitels werden die Daten eine aufbereitete und für die Auswertung leicht zugängliche Datenbasis darstellen.

2.1. Die Geologie des Untersuchungsgebietes und ihr Einfluß auf die Messung tellurischer Felder

Das geologisch abgrenzbare Mitteleuropa wird im Norden durch den Fennoskandischen Block, im Westen durch Brabanter, Rheinisches und Oberrheinisches Massiv, im Süden und Südosten durch Alpen und Karpatenbogen und im Osten und Nordosten durch die Tornquistlinie berandet (z.B. Dorn, 1960).

An die Vorsenken der tertiären Faltengebirge schließt sich im Norden ein bereits früher konsolidierter Bereich an. In Form der Vogesen, des Schwarzwaldes und der Böhmisches Masse steht das präkambrische Grundgebirge an. Vor allem zwei große Tektogenesen hinterließen in Mitteleuropa im Verlaufe der Erdgeschichte ihre Spuren - die variskische und die kaledonische. Das weniger bedeutende kaledonische Orogen ist in seinem räumlichen Zusammenhang nicht entgültig geklärt, jedoch scheinen das Brabanter Massiv, die Westsudeten und das südliche polnische Mittelgebirge in dieser Phase gefaltet worden zu sein.

Das variskische Orogen umfaßt das Rheinische Massiv, den Harz, die Ostsudeten und den Rest des polnischen Mittelgebirges. Darüber hinaus ist die variskische Gebirgsbildungsphase im heutigen geologischen Bau Mitteleuropas (mit Ausnahme der jungen Faltengebirge) durch deutliche petrologische Überprägungen und markante Tektonik die bestimmende tektonogenetische Komponente. Das mitteleuropäische Variszikum wird nach Schöenberg (1971) von Süden nach Norden in 4 Zonen eingeteilt: Moldanubikum, Saxothuringikum, Rhenoharzynikum und Subvariszikum (Abb. A2.1.1). Das Grundgebirge wird in großen Bereichen Mitteleuropas von Deckgebirgen mariner oder limnischer Sedimente überlagert, welche z.T. Mächtigkeiten über 5000 m erreichen.

Die Erdkruste im Untersuchungsgebiet ist tektonisch stark beansprucht worden. Charakteristischste Grabenstruktur ist der Oberrheingraben mit seiner Fortsetzung nach NE in die Hessischen Gräben und nach NW in die Niederrheinischen Gräben. Als Bestandteil der sogenannten Mittelmeer-Mjösen-Zone wird diese Grabenstruktur heute als Teil eines Riftsystems gesehen, das als Anfangsstadium einer beginnenden Kontinentaldrift den europäischen Kontinent zu zerbrechen beginnt (Schöenberg, 1971, S. 269f; Illies, 1975, S.251ff). Der Oberrheingraben begrenzt eine der tektonisch weitgehend unzerrütteten Großschollen der mittel-



Abb.A2.1.1: Zonen des mitteleuropäischen Variszikums nach
Schönenberg (1971)

Legende:



Vorwiegend granitische Plutone



Metamorphite



Mitteldeutsche Kristallin-Zone



Vermutete Fortsetzung der Mitteldeutschen Kristallin-Zone nach Schlesien



Kipprichtung geneigter Falten (Vergenzen)



Ungefähre Berandung des Süddeutschen Dreiecks
(Süddeutsche Großscholle)

europäischen Kruste im Westen und Südwesten: Das Süddeutsche Dreieck (auch Süddeutsche Großscholle).

Das Süddeutsche Dreieck ist ein Bruchstück des außeralpinen paläozoischen und präkambrischen Grundgebirges, welches gegen Ende der Trias (Schwarzmeier, 1981, S.97) durch die alpidischen Beanspruchungen entstand. Auf diesem Fundament bilden im Norden die zumeist mesozoischen Sedimente des Schichtstufenlandes und im Süden der Donau die Vorlandmolasse Deckgebirge sehr unterschiedlicher Mächtigkeit. Die Begrenzung nach Süden bildet der Übergang ungefalteter Vorlandmolasse in gefaltete Molasse, die Begrenzung nach Osten und Südosten die Fränkische Linie über eine Vielzahl kleinräumigerer Störungszonen bis zur Keilbergstörung und zum Donaurandbruch.

Das Süddeutsche Dreieck stellt also eine auf den ersten Blick einheitliche geologische Struktur dar, die nunmehr im Hinblick auf mögliche Meßstationen diskutiert wird. Wegen des Zieles, für große Tiefen Übertragungsfunktionen abzuleiten, die frei von unbekannten Einflüssen oberflächennaher elektrischer Inhomogenitäten sind, sollten die Stationen etwa folgende Bedingungen erfüllen:

1. Das Gebiet soll in tektonisch weitgehend ungestörter Umgebung liegen. Falls oberflächennahe Verwerfungen oder Störungszonen vorhanden sind, sollten sie bereits geologisch zweifelsfrei belegbar sein.
2. Das zumeist gut leitfähige Deckgebirge sollte nur einen kleinen Teil zur integrierten Leitfähigkeit beitragen. Dies schließt tiefe Sedimentbecken und sedimentgefüllte tiefe Grabenstrukturen als Meßorte aus.
3. Die Schichtung des Deckgebirges soll annähernd dem Fall horizontaler Schichtung entsprechen.

Unter diesen Gesichtspunkten fiel die Wahl von Meßpunkten für das tellurische Feld auf die Stationen Fürstenfeldbruck (FFB), Honhardt (HON), Gräfenberg (GRF), Arnstein (ARN), Erlensee (ERL) und Mellrichstadt (MEL). Aus geologischen Untersuchungen oder Aufschlußbohrungen (Bayer. Geologisches Landesamt, 1981) sowie aus geoelektrischen Messungen bekannte mittlere scheinbare Widerstände und Schichtabfolgen des Deckgebirges unter den ausgewählten Stationen zeigt Abb. A2.1.2. Die Ausnahmestation FFB wurde trotz ihrer Lage im Molassebecken wegen der dortigen Observatoriumseinrichtungen herangezogen.

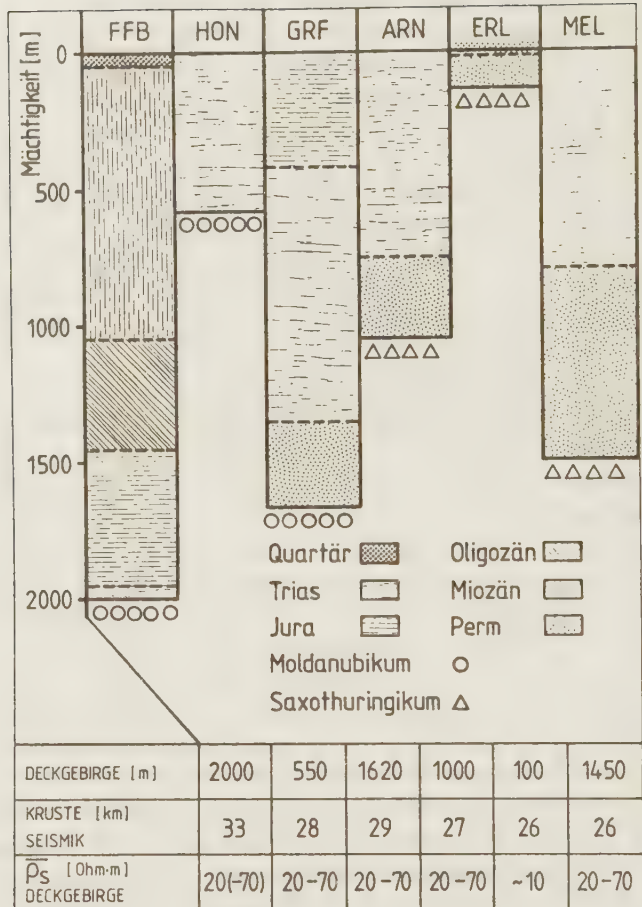


Abb. A2.1.2: Schematischer Aufbau der Kruste unter den Stationen zur Messung des tellurischen Feldes, insbesondere Gliederung des Deckgebirges.

Station HON, ca. 15 km im SE von Crailsheim gelegen, steht gerade am Übergang Gips- zu Sandsteinkeuper nur etwa 20 km nördl. des Abbruchs der Schwäbischen Alb. Eine bevorzugte tektonische

Richtung streicht parallel zu den Hochgebieten im Zentrum der Süddeutschen Großscholle (Fränkischer Schild, Colmberger Schild und Ansbacher Scheitel) und äußert sich lokal in der Neckar-Jagst-Furche, einer vermutlich tertiären WSW-ENE streichenden Mulde. Am Beispiel der Station HON soll auch die Bestimmung der Deckgebirgswiderstände und die Abschätzung der Tiefe des kristallinen Basements mittels geoelektrischer Methoden demonstriert werden. Abbildung A2.1.3 zeigt Sondierungskurve und Interpretation geoelektrischer Vierpunktmessungen mit Auslagen bis zu 3 km ($AB/2$) an der Station Honhardt von Homilius (1983, mündl. Mitteilung).

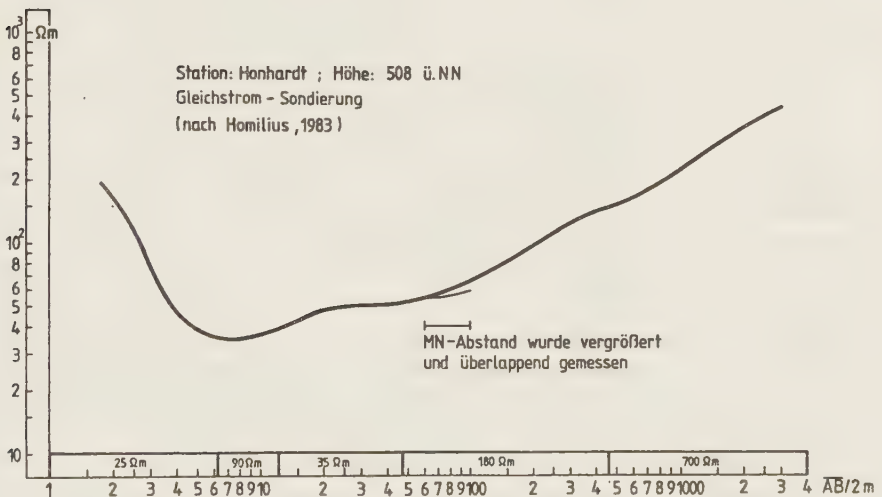


Abb. A2.1.3: Elektrischer Widerstand von Deckgebirge und oberstem kristallinen Grundgebirge unter der Station HON, gemessen und interpretiert von Homilius (1983, mündliche Mitteilung). Die Tiefe des kristallinen Basements des Widerstandes 700 Ohmm wurde in ca. 500 m Tiefe gefunden

Station GRF liegt nur 1 km nördl. des Seismologischen Zentral-observatoriums Gräfenberg (Außenstelle Haidhof) auf der Jura-platte der Fränkischen Alb. Der nur etwa 2 km im NW gelegene Albtrauf wird im N durch den Einschnitt des Wiesent-Flusses unterbrochen, welcher sich im ca. 20 km nordwestl. gelegenen Forchheim mit der Regnitz vereinigt. Ein starker Einfluß der gut leitenden fluviatilen Schotter entlang der beiden Flüsse auf das tellurische Feld an der fast 200 m höher gelegenen Obergrenze der Jura-platte ist nicht zu erwarten.

Station ARN, etwa 30 km nördl. von Würzburg, liegt in einem Gebiet sich abwechselnder triassischer Deckschichten, von denen Unterer Keuper und Oberer Muschelkalk die häufigsten sind. Das Gebiet zeichnet sich durch tektonisch nahezu ungestörte Schichtlagen aus, wird allerdings von markanten tektonischen Lineamenten eingeschlossen (Schweinfurter Mulde im E und NE, Thüngerseheimer Sattel im W und SW, Störungszone Karlstadt-Würzburg-Kitzingen im S). Ein Einfluß der entsprechenden Streichrichtungen auf die Vorzugsrichtungen des tellurischen Feldes ist nicht zwingend zu folgern.

Station ERL, im Kinzigtal ca. 10 km vor der Mündung der Kinzig in den Main bei Hanau gelegen, hat unter sich nach wenigen Metern quartärer Schotter und knapp 100 m mächtigem permischem Rotliegenden bereits das kristalline Grundgebirge, welches wenige Kilometer südl. im Spessart zu Tage tritt. Das nur wenige Kilometer westlich gelegene Nordende des Oberrheintalgrabens, die SW-NE streichende Spessartschwelle sowie der Südrand des basaltischen Vogelsberges lassen bedeutende Einflüsse auf das tellurische Feld entsprechend den vorwiegend rheinischen Streichrichtungen oder senkrecht dazu als möglich erscheinen.

Station MEL besitzt, auf einer direkten Verbindungslinie zwischen Rhön und Grabfeldmulde nur etwa 20 km östlich der anstehenden Rhönbasalte liegend, ebenfalls ein von tektonischen Elementen stark beeinflusstes tellurisches Feld. Die Lage im Gebiet des Mittleren Muschelkalkes und die allgemeine Streichrichtung von Mulden und Sätteln in NW-SE-Richtung lassen für kleine Perioden der tellurischen Schwingungsellipse entsprechende Hauptachsenrichtungen erwarten.

Die Stationen ERL, ARN und MEL liegen über Kristallin des Saxothuringikums, die Stationen HON, GRF und FFB über moldanubischem Grundgebirge; die Wirkung auf tellurische Felder bleibt offen.

2.2. Besonderheiten bei der Messung langperiodischer elektro-magnetischer Felder

Die Nutzung langer Variationsperioden des Erdmagnetfeldes führt im Bereich der tagesperiodischen Variationen und ihrer Harmonischen zu besonderen räumlichen Strukturen der Magnetfelder. Eine Gliederung der Magnetosphäre der Erde zeigt Abb. A2.2.1.

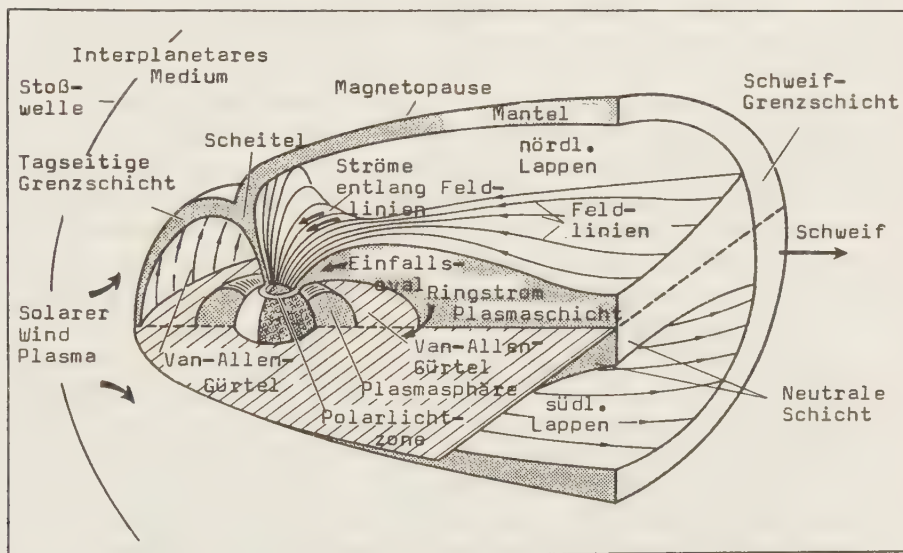


Abb. A2.2.1: Gliederung und Asymmetrie der terrestrischen Magnetosphäre nach Roederer (aus EOS, Transactions, American Geophysical Union, 64, S.497, 1983)

Während Pulsationen und Baystörungen ($10^0 < T_0 < 2 \cdot 10^3$ sek) ihren Ursprung im Gebiet zwischen Ringstrom und Van-Allen-Gürtel oder der Plasmasphäre bzw. der Polarlichtzone und der höheren Ionosphäre haben, ist die Entstehung der erdmagnetischen Tagesgänge in der Zeit der "ruhigen" Sonne (Sq) auf eine relativ dünne Dynamoschicht innerhalb der E-Schicht im Bereich der ionosphärischen Plasmawolke begrenzt.

Die von einem solchen Magnetfeld im Leiter Erde induzierten elektrischen Felder sind in ihrer Amplitude sehr klein, insbesondere im spektralen Kontinuum zwischen den scharfen Harmonischen des Tagesganges, was einer besonderen Meßtechnik bedarf.

2.2.1. Zeit- und Ortsabhängigkeit des erdmagnetischen Sq-Variationsfeldes

Obwohl die Erde durch eine mehrere hundert Kilometer dicke Atmosphäre geschützt ist, macht sich am Erdboden - mit einer gewissen Phasenverzögerung - der tagesperiodische Gang der solaren Welleneinstrahlung als tägliche Temperaturwelle bemerkbar; diese Temperaturwelle hat Amplituden zwischen 10 und 20°C.

Am oberen Rand der Atmosphäre im Übergangsbereich der sogenannten Exosphäre in ca. 500 km Höhe schwankt diese Amplitude zwischen 320°C (bei ruhiger Sonne) und 650°C (bei stark gestörter Sonne). Dabei messen die absoluten Maximaltemperaturen schon 750°C bzw. 1785°C. Die Energie der einfallenden Wellenstrahlung reicht bei weitem aus, bestimmte Neutralgaskomponenten in der oberen Atmosphäre zu ionisieren. Bei großer Dichte des Neutralgases ($> 2.2 \cdot 10^{16}$ Teilchen/cm³) können die entstandenen Ionen sofort wieder rekombinieren, und eine Schicht deutlich erhöhter Ionenzahl stellt sich nicht einmal statistisch ein.

In einer Höhe von etwa 100 km ist das Neutralgas gerade so dicht ($\sim 10^{13}$ Teilchen/cm³), daß die Rekombination der Ionen klein ist im Verhältnis zur Zahl der durch Strahlung entstandenen Ionen und gleichzeitig die erzeugten Ionen sich nicht frei im Erdmagnetfeld bewegen können sondern dem bewegten Neutralgas folgen. In diesem Atmosphärenstockwerk entstehen so elektrische Felder; sobald das Neutralgas sich im erdmagnetischen Hauptfeld bewegt (Windsysteme in der oberen Atmosphäre), fließen dort auch elektrische Ströme - die Anordnung entspricht der eines Dynamos. Zusammenhänge zwischen Atmosphären-Eigenschaften und Dynamoschicht zeigt Abbildung A2.2.1.1.

Wegen der tagesperiodisch variierenden Strahlungsintensität ist die Ionendichte in der Dynamoschicht um 12 Uhr Ortszeit etwa 10 mal größer als um 0 Uhr Ortszeit. Die Wirbel der entstehenden Windsysteme drehen entsprechend der Wirkung der Corioliskraft auf Nord- und Südhalbkugel gegensinnig. Der Stromwirbel auf der Südhalbkugel dreht deshalb im Uhrzeigersinn und der auf der Nordhalbkugel gegenläufig. Die Ausdehnung eines Stromwirbels überstreicht fast einen Erdquadranten. Abbildung A2.2.1.2 zeigt die über ein Jahr gemittelte Lage der Stromwirbel zu verschiedenen Ortszeiten.

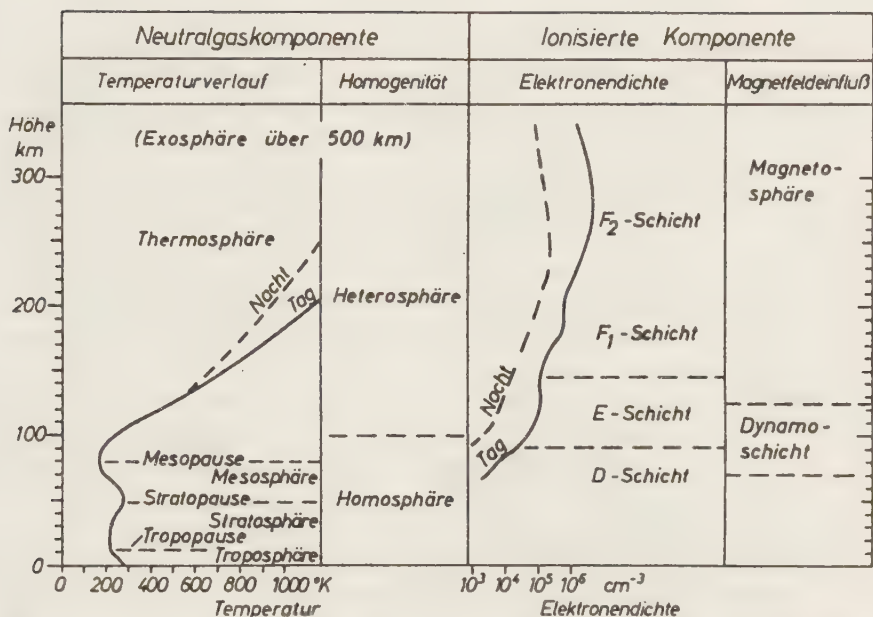


Abb. A2.2.1.1: Zusammenhang zwischen Dynamosphicht und Atmosphären-Eigenschaften nach Kertz (1971, S. 234)

Die lunaren Gezeiten der Atmosphäre erzeugen in der Dynamosphicht ebenfalls täglich wiederkehrende Stromwirbel ähnlich großer linearer Ausdehnung; die fließenden Ströme sind jedoch 30 bis 40 mal kleiner als die aus der solar-terrestrischen Beziehung entstandenen.

Außerdem ist bekannt, daß bei gestörter Sonne über der Dynamosphicht - in der ionosphärischen E- und F-Schicht in Höhen um 300 km - Stromwirbel durch die ionisierende Wirkung der Partikelstrahlung der Sonne entstehen. Die Intensität dieser Ströme kann die in der Dynamosphicht um ein Vielfaches übersteigen; sie ist am größten über der Polarlichtzone. Die zeitliche Periodizität ihres Auftretens ist durch die synodische Rotationsperiode der Sonne bestimmt (ca. 27 Tage).

Eine andere Folge der Partikelstrahlung der Sonne ist die zeitweilige Entstehung eines äquatorialen Ringstromes (engl.: *erc*) in der Ebene des magnetischen Äquators mit einem Durchmesser von mehreren Erdradien (D_{St} -Effekt).

Diese Effekte sind untereinander weitgehend unabhängig.

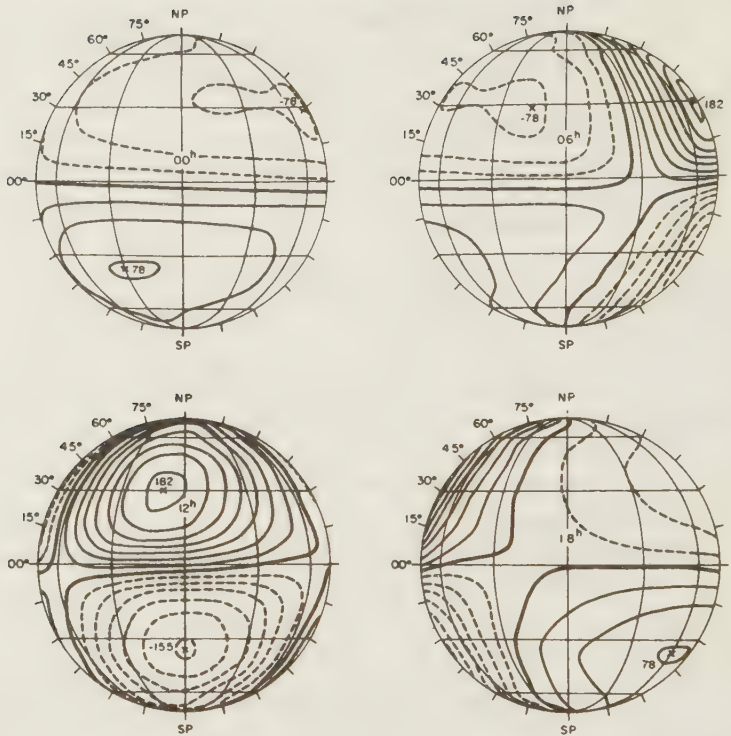


Abb.A2.2.1.2: Ortszeit- und Ortsabhängigkeit der ionosphärischen Stromwirbel im Jahresmittel für das IGJ 1958 (Matsushita und Campbell, 1967, S.331ff).

Eingezeichnet sind Ansichten aus der Ebene des geographischen Äquators mit Angaben der geographischen Breite auf der Nordhalbkugel und der Rotationsachse der Erde SP-NP zwischen Nord- und Südpol.

Durchgezogene Stromlinien bezeichnen Wirbelsysteme, die gegen den Uhrzeigersinn drehen, unterbrochene Wirbel im Uhrzeigersinn.

Die Stromstärke zwischen zwei benachbarten Linien beträgt 25000 A; die dicke Linie entspricht 0 A.

Die Stromstärke der Wirbel beträgt maximal 182000 A bzw. -155000 A.

Jedes der beschriebenen Stromphänomene ist Ursache für einen bestimmten Anteil des an der Erdoberfläche gemessenen Erdmagnetfeldes. Die Überlagerung von lunaren (L) und auf solarer Unruhe (S_D und D_{St}) beruhender Magnetfeld-Effekte mit denen des täglichen Ganges der "ruhigen" Sonne kann die bekannten Tagesgänge in den gemessenen Komponenten des Erdmagnetfeldes zeitlich und räumlich stark verzerren.

In den Monaten der Sonnenwende (Äquinoxien) März, April, September und Oktober bilden sich die Sq-Stromwirbel fast symmetrisch zum geographischen Äquator aus, im Sommer und im Winter deutlich asymmetrisch dazu - entsprechend der Neigung der Rotationsachse der Erde zur Ebene ihrer Umlaufbahn um die Sonne. Eine mittlere Wirbellage für Winter-, Sommer- und äquinoxiale Monate ist in Abbildung A2.2.1.3 dargestellt.

Am Beispiel der Magnetfeldaufzeichnung des Observatoriums Niemegk in der DDR (Abb. A2.2.1.4) werden die Einflüsse auf den Sq-Gang der erdmagnetischen Komponenten in Mitteleuropa sehr deutlich.

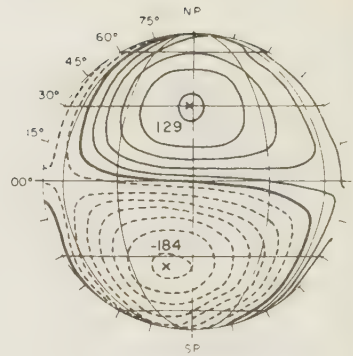
Die schwächeren ionosphärischen Stromwirbel erzeugen auf der Erde im Januar ein kleineres Magnetfeld als etwa im Juli. Eine durchschnittliche Amplitude des Tagesganges für einen Monat der Sonnenwende ist für die erdmagnetische H-Komponente etwa 50 nT, für die D-Komponente 65 nT und für die Vertikalkomponente ca. 30 nT.

In Zeiten gestörter Sonne erreichen die Amplituden der tagesperiodischen Variationen bis zu 10-fache Intensität.

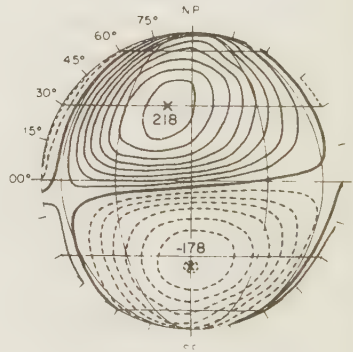
H- und Z-Komponente zeigen aperiodisch abklingende Amplitudenauslenkungen mit einer Zeitkonstanten von mehreren Tagen; dies entspricht dem geometrisch einem Dipolfeld gleichenden Magnetfeld des äquatorialen Ringstromes in seiner Aufbau- und Abbauphase (D_{St}). Die D-Komponente erscheint dagegen im Tagesgang weitgehend homogen.

Will man also die durch Kugelfunktionen gut beschreibbaren Stromwirbel des Sq-Ganges und seiner zeitlichen Harmonischen als Generatoren für ein induzierendes Magnetfeld nutzen, so ist entweder die Beschränkung auf magnetisch ruhige Tage oder die analytische Abtrennung jener überlagernden Störungen nötig.

- a) Mittlere Lage des Sq-Stromwirbels
in den Monaten November, Dezember,
Januar und Februar 1958 (IGJ)



- b) Mittlere Lage des Sq-Stromwirbels
in den Monaten März, April, September
und Oktober 1958 (IGJ)



- c). Mittlere Lage des Sq-Stromwirbels
in den Monaten Juni, Juli, August
und September 1958 (IGJ)

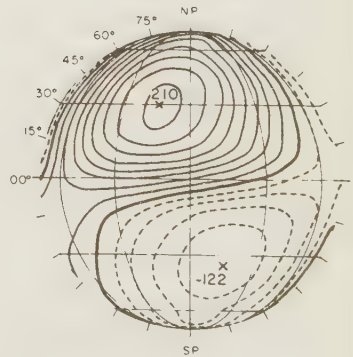
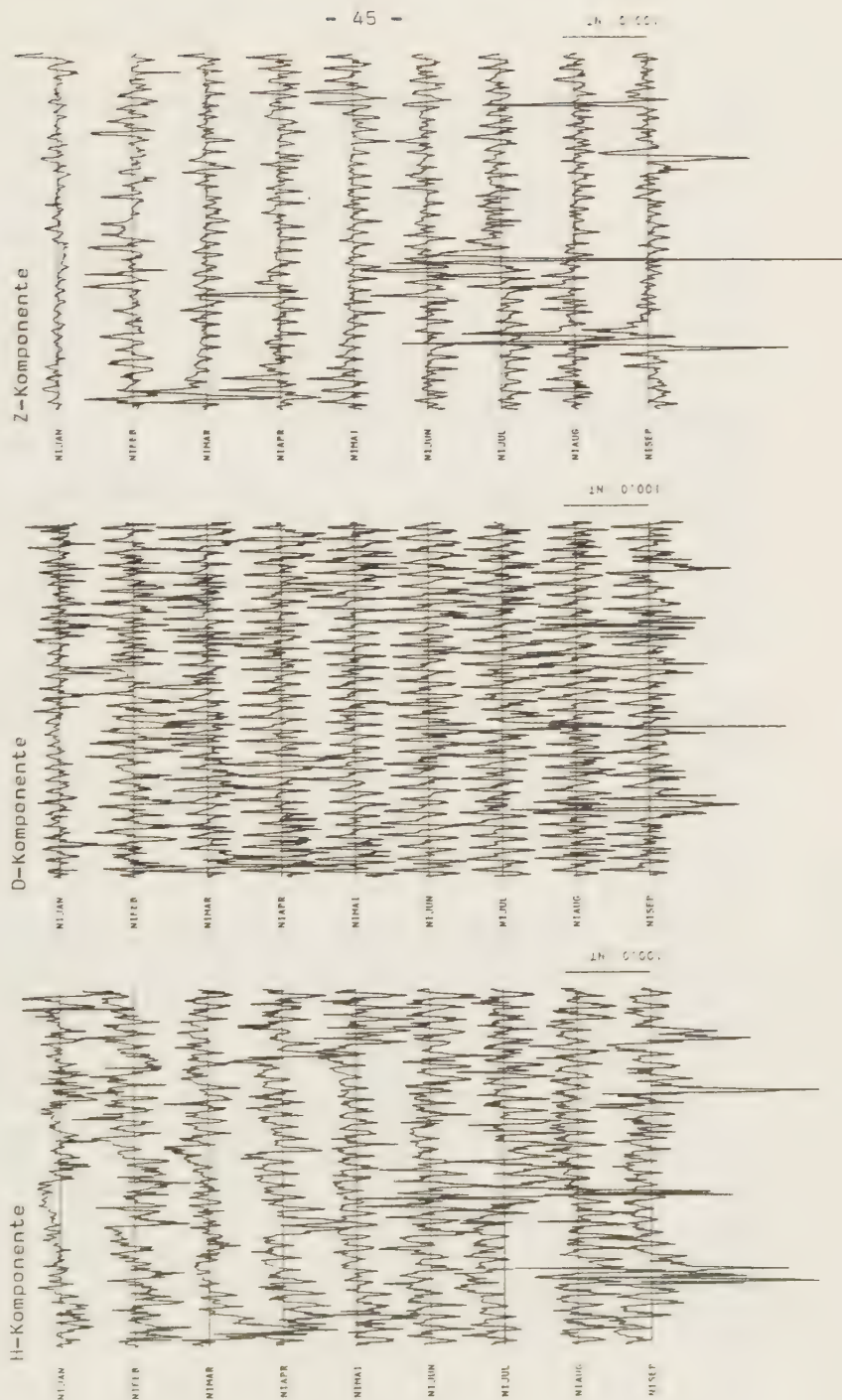


Abb. A2.2.1.3: Jahreszeit-Abhängigkeit der ionosphärischen
Sq-Stromwirbel nach Matsushita & Campbell, (1967)
Legende in a), b) und c) wie in Abb. A2.2.1.2.

Abb. A2.2.1.4: Die Komponenten des Erdmagnetfeldes in der Zeit von Januar bis September 1982 am Observatorium in Niemegk (DDR), dargestellt aus Stundenmittelwerten



2.2.2. Erfassung tagesperiodischer Variationen des tellurischen Feldes mit kurzen Sondenstrecken

Die Amplitude des erdelektrischen Feldes nimmt für eine konstante Amplitude des Magnetfeldes etwa mit dem Kehrwert der Periode ab. Der Abgriff von Potentialdifferenzen entlang einer in Richtung und Länge definierten Strecke durch Elektroden, wie er zur Messung tellurischer Felder im Frequenzbereich zwischen 0 und 1 Hz üblich ist, muß dieser Tatsache gerecht werden.

Für die Elektrodenstrecken bedeutet dies, daß man entweder die nicht von E-Feld-Schwankungen herrührenden Potentialschwankungen an den Elektroden sehr viel kleiner hält als die Feldänderungen durch Magnetfeld-Induktion oder daß man eine größere induzierte Spannung auf einer längeren Sondenstrecke abgreift, was sonstige Potentialschwankungen zu Größen zweiter Ordnung werden läßt. Kurz gesagt: Entweder Elektrodenstrecken mit Längen zwischen 10 km und 100 km oder Sondenstrecken von einigen hundert Metern und Elektroden sehr hoher Basisstabilität.

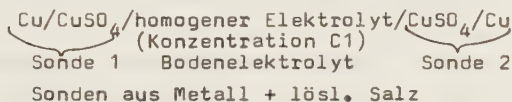
Beispiele für die Erfassung tagesperiodischer Variationen des erdelektrischen Feldes mit langen Sondenstrecken gibt Lengning (1968); er berichtet über Registrierungen des tellurischen Tagesganges in der Nähe des Observatoriums Niemegk (DDR) auf einer 115 km langen N-S-Strecke (Wittstock-Wiesenburg) und einer 120 km langen E-W-Strecke (Beeskow-Wiesenburg). Die Meßstrecken wurden über Fernmeldekabel der Post eingerichtet.

Für die Messung tellurischer Variationen im Periodenbereich der Sq-Anregung im Süddeutschen Dreieck wurde der zweite Weg beschritten: Mit eigens zu diesem Zweck entwickelten Sonden wurden auf sehr kurzen Sondenstrecken (~200 m) Potentialdifferenzen abgegriffen. Da diese Messung am natürlichen Boden eine Spannungsmessung an einem Elektrolyten ist, baut der fließende Meßstrom am Grenzflächenkontakt Sonde/Bodenelektrolyt Polarsationspotentiale auf, die an beiden Elektroden unterschiedlich groß sein können. Die in der Tellurik eingesetzten Sonden unterscheiden sich hauptsächlich in ihrem Vermögen, Signalspannungen im Bodenelektrolyten langzeitstabil und rauscharm zu dedektieren.

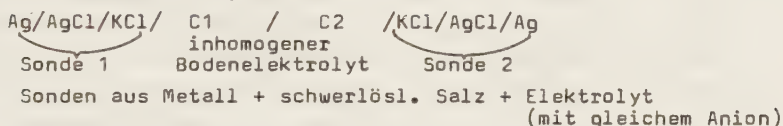
Schuch (1962) differenziert Sondentypen nach den Elementen

der Kette der Grenzpotentiale im Meßkreis:

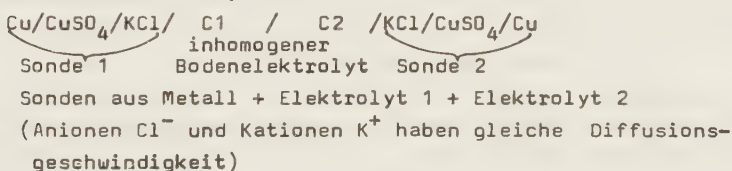
- Elektroden 1. Art, z.B.



- Elektroden 2. Art, z.B.



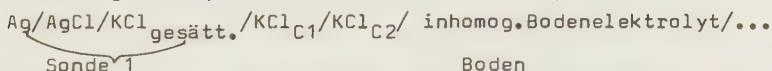
- Elektroden 3. Art, z.B.



Während die Verwendung von Elektroden 1. Art für die Messung kleiner Frequenzen ($\leq 4 \text{ cpd}$) eine zeitlich über mehrere Tage stabile Homogenität des Bodenelektrolyten erfordert, können bei Elektroden 3. Art durch Diffusion der beiden Sondenelektrolyten ineinander unkontrollierbare Elektrodenpotentiale entstehen. Beide Sondentypen (1 + 3) können demnach keine langzeitstabilen Messungen des erdelektrischen Feldes garantieren.

Die Sonde 2. Art scheint die für die Tellurik gewünschten Grenzpotential-Eigenschaften zu besitzen. Um einer Verdünnung des Elektrolyten beim Einsatz im Grundwasser oder einer Austrocknung der Sonde in sandigen Böden vorzubeugen und gleichzeitig die Schwankungen der Grenzflächenpotentiale optimal chemisch zu puffern, entwickelte Hempfling (1977) die nach ihm benannte Dreikammern-Sonde als folgende Kette:

- Hempflingsonde (spezielle Elektrode 2. Art)



Sonde aus Metall + schwerlös. Salz + Elektrolyt 1 (250 g/l)
+ Elektrolyt 2 (125 g/l)

In der Folge wurde diese Hempfling-Sonde vor allem durch Junge (1982) im Felde erprobt und zur Messung von tellurischen Tagesgängen verwendet. Tabelle T2.2.2.1 gibt eine Übersicht über die Eigenschaften von Hempfling-Sonden und bestimmten modifizierten Formen dieser Sonde nach den Untersuchungen von Hempfling(1977), Junge(1980), Junge(1982) und Neurieder(1982).

- =====
- | | |
|-------|--|
| Typ 1 | Hempfling/Standard mit Schamott-Kammern
1.2 l Volumen (Hempfling, 1977) |
| Typ 2 | Hempfling/PVC mit Keramikfritten
1.2 l Volumen (Richards et al., 1981) |
| Typ 3 | Hempfling/PVC mit Keramikfritten in Bentonit
2.3 l Großraumsonde (eigene Entwicklung, 1982) |
| Typ 4 | Hempfling/PVC mit Keramikfritten in Bentonit-
schlamm, Bohrlochsonde für Flachbohrungen
(eigene Entwicklung, 1982) |

Typ	Potentialdrift nach Einstell- zeit mV/d	Temperaturdrift $\mu\text{V}/^{\circ}\text{C}$	Einstellzeit d	Übergangs- widerstand Ohm
1	0.2 - 1 (1)	≤ 5 (2)	5 - 10 (1,2)	600 - (1 3000
2	< 0.05 (2)	≤ 5 (2)	10 (2)	500 - (3 3500
3	< 0.3 (4)	< 25 (4)	10 - 15 (5)	240 - (5 17000
4	< 0.3 (4)	< 25 (4)	~ 30 (7)	300 - (6 10000

- (1 nach Hempfling aus Geländemessungen in sandigen, kalkigen und Schotterböden
 (2 nach Junge (1980, 1982) aus Labormessungen
 (3 nach Junge (1982, mündl. Mitteilung)
 (4 nach eigenen Labormessungen 1981, 1982
 (5 nach eigenen Geländemessungen 1982, 1983 in kalkigen und tonig-mergeligen Böden
 (6 nach eigenen Messungen in Bohrlochtiefen zwischen 2.5 m und 11 m 1983

=====(7 wegen Wasserabspaltung aus Bentonitschlamm, Ionentausch=====

Tab. T2.2.2.1: Eigenschaften verwendeter Hempfling-Sonden

Petiau und Dupis (1980) haben eine Elektrode 2. Art mit Pb/PbCl_2 -Übergängen realisiert, die als Elektrolyt 2 NaCl-Lösung besitzt. Die Vorteile dieser Sonde liegen in der über lange Zeit (18 Monate) fast gleich niedrig bleibenden Basisdrift ($< 1 \text{ mV/Monat}$), dem geringen Rauschen bei Frequenzen $> 1 \text{ cph}$ und der sehr schnellen Einstellzeit von etwa 15 Minuten. Außerdem soll bereits mit Sondenauslagen von 100 m die Erfassung der tellurischen Tagesvariationen möglich sein. Diese Sonden konnten jedoch trotz längerer Versuche am Observatorium Fürstenfeldbruck nicht in der von den Autoren beschriebenen Qualität nachgebaut werden.

Die in Tabelle T2.2.2.1 aufgeführten Sondentypen 3 und 4 wurden speziell für sehr lange Standzeiten (Typ 3) und Messungen in flachen Bohrungen entwickelt. Die Bohrlochsonde (Typ 4) ist in Abbildung A2.2.2.1 dargestellt und unterscheidet sich im prinzipiellen Kammer-Aufbau nicht von Typ 3. Innerhalb einer 7-monatigen Meßperiode traten bei Sonden des Typs 3 keine Elektrolytverluste nennenswerter Art auf (mechanisch zerstörte Sonden ausgenommen).

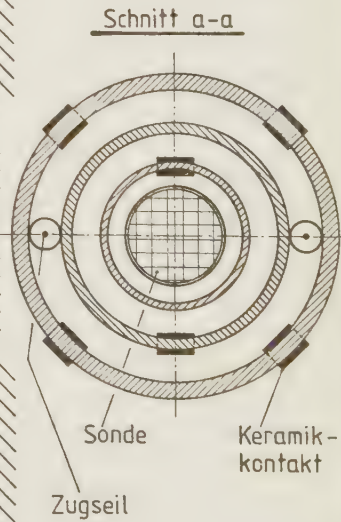
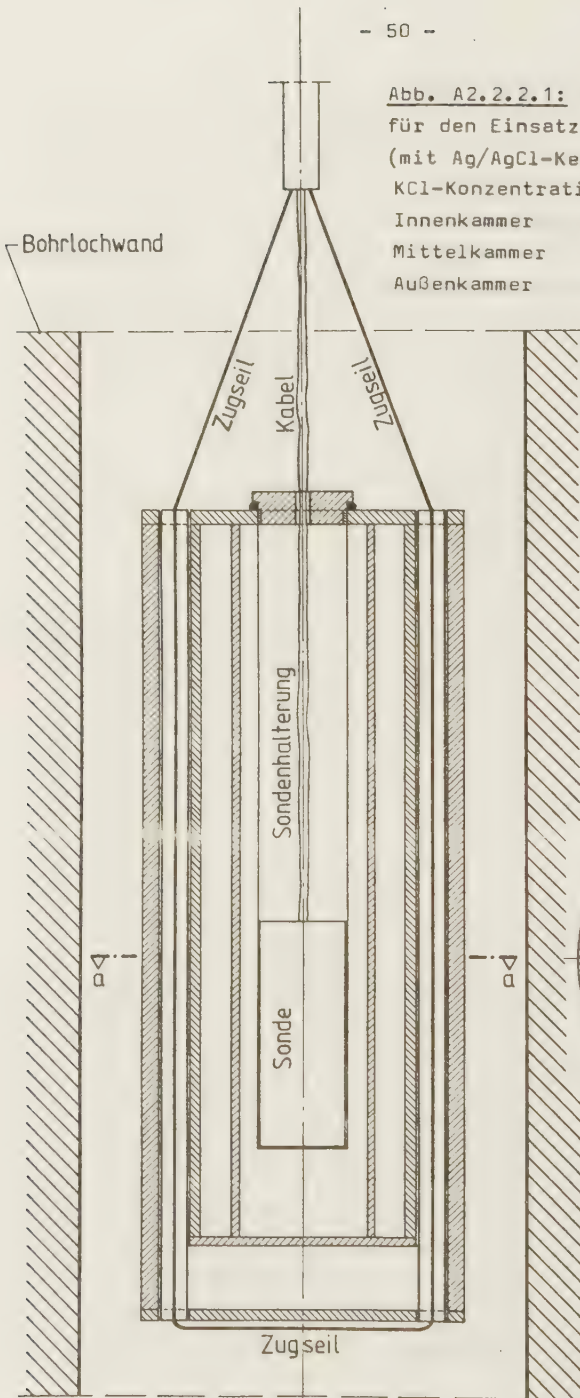
Die elektrolytisch wirksame Sondenoberfläche (deren Bedeutung auch von Junge(1982) besonders zur Stabilisierung des Sondenpotentials hervorgehoben wird) wurde durch den Einsatz von Bentonit vergrößert.

Bentonit ist ein Gestein (Fundort: Fort Benton, Wyoming, USA), dessen Hauptbestandteil das Tonmineral Montmorillonit ist. Die große innere Oberfläche dieses Tonminerals führt zu einer großen Ionenaustausch-Kapazität und verbessert entscheidend die Wasserhaltekraft des Bodens um den Sondenkörper herum. Außerdem kann Bentonit quellen und schrumpfen, wobei für die Anwendung als elektrolytisch wirksame Sondenoberfläche nur die Quellsfähigkeit von Nutzen ist, da sie optimalen mechanischen Kontakt und langzeitstabil in-situ-Feuchte an der Sonde garantiert. Die Vorteile der Bentonit-Einbettung der Hempfling-Sonde werden jedoch mit längeren Einstellzeiten (10 - 15 Tage) der Sonde und dem Risiko der mechanischen Kontaktunterbrechung bei langer Trockenheit (Schrumpfung des Bentonitvolumens) erkauft. In der Meßzeit von 18 Monaten ist jedoch an keiner der verwendeten insgesamt 20 Hempfling-Sonden eine solche Kontaktunterbrechung festzustellen gewesen.

Abb. A2.2.2.1: Hemptling-Sonde
für den Einsatz in Flachbohrungen
(mit Ag/AgCl-Kern von Filloux, 1967)

KCl-Konzentration in den Kammern:

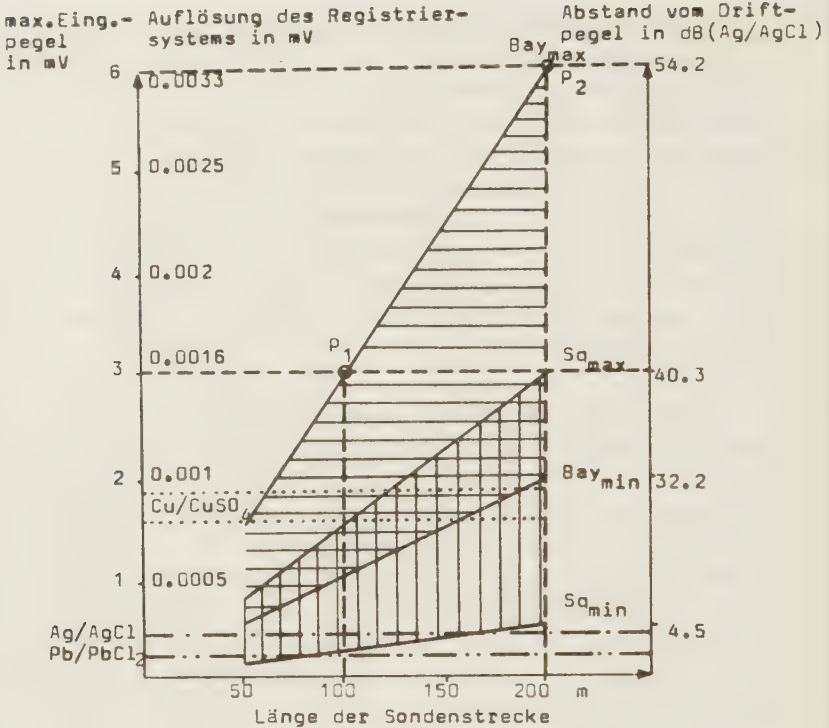
Innenkammer	-	Übersättigt
Mittelkammer	-	250g/l
Außenkammer	-	125g/l



Ein Vorteil besonders des Sondentyps 3 gegenüber den Typen 1 und 2 ist dessen Tauglichkeit für sehr lange Einsatzzeiten. An der Station Honhardt (HON) waren 4 Sonden vom Typ 3 zwischen März 1982 und September 1983 wartungsfrei etwa in 1 m Tiefe eingegraben. In dieser Zeit verringerte sich der Übergangswiderstand auf den Meßstrecken im Mittel um 3 Ohm/Tag; dies steht im Gegensatz zu den Erfahrungen Junges (1982, S. 25f), der bei Sonden vom Typ 1 nach 6-monatigem Einsatz eine Reduzierung der Leitfähigkeit im Elektrolyten der Innenkammer um 50% des Ausgangswertes und damit eine Verdopplung des Übergangswiderstandes beobachtete.

Abschließend wird mit Abbildung A2.2.2.2 die meßtechnische Seite der Messung des tellurischen Sq-Ganges und seiner Harmonischen abgeschlossen. Sie zeigt, daß mit der im Gelände eingesetzten Registriereinrichtung (Dynamikumfang 72 dB) die Erfassung der erdelektrischen Tagesvariationen einschließlich des spektralen Kontinuums zwischen den Sq-Harmonischen mit großer Wahrscheinlichkeit über Sondenstrecken von 200 m Länge erfolgen kann. Von der Meßverstärkungs-Einrichtung her werden z.B. die von Wamhoff (1975) aufgestellten geräteseitigen Kriterien zum Teil weit übertroffen.

Die Abbildung macht darüber hinaus deutlich, wie wünschenswert die Weiterentwicklung basisstabiler und rauscharmer Elektroden mit geringer Temperaturdrift (ähnlich der Pb-PbCl_2 -Sonde) ist, um in Zukunft mit kurzen Sondenstrecken noch mehr Rauschabstand von den Driftpegeln der Einzelsonden zu erhalten.



≡ Amplitudenbereich für Baystörungen } nach
||| Amplitudenbereich für Sq-Gänge } Hempfling(1977)

— — — — — Obergrenze der max. Tagesdrift für Hempfling-Sonden
— · — · — · — Obergrenze der max. Tagesdrift für Pb-PbCl₂-Sonden
········· Bereich max. Tagesdrift gelatinierter Cu-CuSO₄-Sonden

P₁ Optimaler Arbeitspunkt für Meßapparatur und Pb-PbCl₂-Sonden

P₂ Optimaler Arbeitspunkt für Meßapparatur und Hempfling-Sonden (Ag-AgCL-Kerne)

Abb. A2.2.2.2: Zur grundsätzlichen Möglichkeit der Erfassung tellurischer Sq-Variationen mit der im Gelände eingesetzten Registriereinrichtung auf kurzen Sondenstrecken

2.3. Stationen und Registrierungen des Feldprogrammes 1982

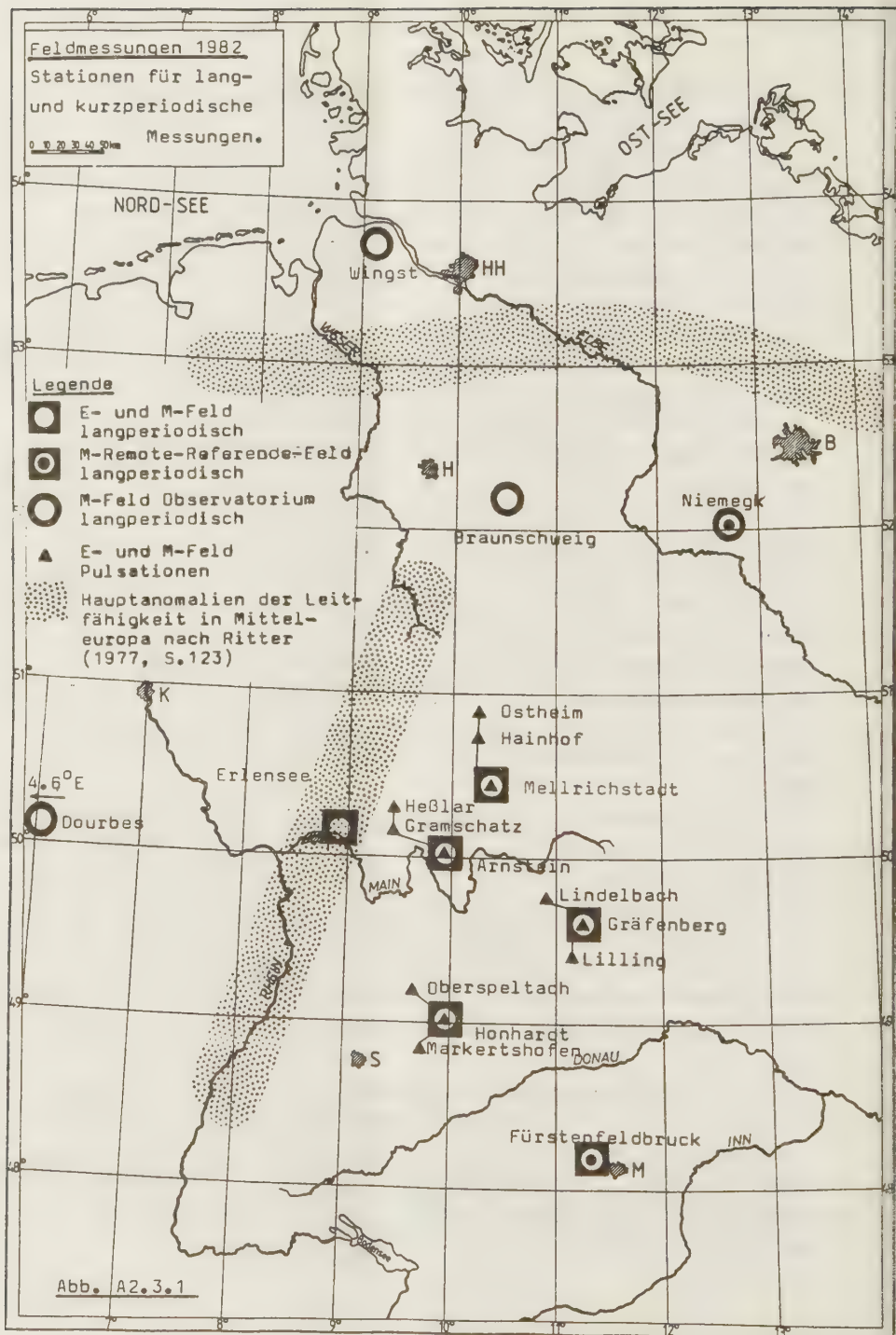
Neben den kurzperiodischen Registrierungen des elektromagnetischen Feldes an 12 Stationen des Süddeutschen Dreiecks im Sommer 1982 wurden für die Zeit vom Februar bis September 1982 an insgesamt 10 mitteleuropäischen Stationen langperiodische Daten gesammelt. Davon sind die Daten der Stationen Wingst (WIN), Dourbes (DOU), Niemege (NIE) und Fürstenfeldbruck (FFB) Stundenmittelwerte von Hauptregistrierungen der dortigen erdmagnetischen Observatorien, die Daten der Station Braunschweig (BRS) Registriermaterial von erdmagnetischen Komponenten an der Instituts-Außenstelle Magnetsrode. Die Lage dieser und aller in der Folge besprochenen Meßstationen ist der Abbildung A2.3.1 zu entnehmen.

An den Stationen Erlensee (ERL), Mellrichstadt (MEL), Arnstein (ARN), Gräfenberg (GRF) und Honhardt (HON) wurde während der Meßkampagne das langperiodische natürliche elektromagnetische Feld mit ASKANIA-Variographen auf Papierfilm bzw. mit Elektrophographen der Münchner Bauart (Beblo, 1972) auf Digital-Magnetbänder registriert. Tabelle T2.3.1 gibt Einzelheiten über Ort und Zeit der langperiodischen Registrierungen.

In der zweiten Augustwoche 1982 wurden darüber hinaus an insgesamt 12 Stationen elektromagnetische Pulsationsfelder vermessen. Im einzelnen handelt es sich um

- die Stationen Lindelbach (GLIN) und Lilling (GLIL), ca. 6 km südwestl. bzw. südöstl. von der Station GRF entfernt,
- die Stationen Ostheim (MOST) und Hainhof (MHAI), etwa 5 km westl. bzw. 6.5 km südwestl. der E-Feld-Station MEL,
- die Stationen Gramschatz (AGRA) und Heßlar (AHES), ca. 7 km südöstl. bzw. 5 km westl. der E-Feld-Station ARN und
- die Stationen Oberspeltach (HOSP) und Markertshofen (HMAR), 4.5 km nordwestl. bzw. 5 km südwestl. der E-Feld-Station HON.

An allen langperiodisch registrierenden Stationen mit Ausnahme von ERL wurden ebenfalls Pulsationsmessungen durchgeführt (dafür Stationsnamen: GGRF, MMEL, AARN und HHON). ERL erwies sich für kurze Perioden als zu gestört. Tabelle T2.3.2 gibt einen Überblick über die Meßstationen und -zeiten für Pulsationen und die eingesetzten Geräte.



Station	Feld e/m	Zeitraum 1982 von - bis	Geograph. Koord. (Altgrad) N E	Geräte Typ/Nr.	Eichwerte m: (nt/cm) e: Sondenstrecke (m) NS/EW	Auswertbarkeit x = ja o = nein
WTN	m	1. 1.-30. 9.	53.75 9.07	Observ.	Eichfaktor: 1	x
DOU	m	1. 2.-30. 9.	50.10 4.60	Observ.	Eichfaktor: 1	x
NIE	m	1. 1.-30.11.	52.07 12.68	Observ.	Eichfaktor: 1	x
FFB	m	1. 1.-31.12.	48.17 11.28	Observ.	Eichfaktor: 1	x
BRS	m	1. 3.-30.11.	52.27 10.51	Fö. Sonde	H: 20.0 D: 20.0 Z: 20.0	x
ERL	m	24. 2.-27. 9.	50.15 8.97	V86	H: 33.1 D: 29.5 Z: 32.2	x Teile o
	e	24. 2.-18. 8.	50.15 8.96	E6-14	172/142 Cu-CuSO ₄ -Sonden	x
MEL	m	12. 3.-19.10.	50.43 10.36	V94	H: 36.2 D: 29.0 Z: 32.9	x
	e	12. 3.-24. 8.	50.46 10.34	E6-19	180/159 Ag-AgCl -Sonden	o Teile x
ARN	m	6. 4.-22. 6.	50.85 9.95	V105	H: 33.1 D: 28.9 Z: 34.6	o
	e	6. 4.-23. 8.	50.85 9.92	E6-18	161/145 Ag-AgCl -Sonden	x Teile o
GRF	m	9. 2.-19.10.	49.69 11.22	V106	H: 32.9 D: 26.9 Z: 38.4	x
	e	9. 2.-17. 8.	49.70 11.21	E6-16	170/160 Ag-AgCl -Sonden	x
HON	m	16. 2.-22.10.	49.06 9.98	V98	H: 30.1 D: 29.8 Z: 34.7	x
	e	16. 2.-18. 8.	49.05 9.97	E6-17	167/153 Ag-AgCl -Sonden	x

Tab. T2.3.1: Registrierung langperiodischer Variationen des natürlichen elektromagnetischen Feldes an 10 mitteleuropäischen Stationen; der allen Registrierungen gemeinsame auswertbare Periodenbereich geht von 7200 sek bis 86400 sek (12 cpd - 1 cpd).

Station	Zeitraum 1982 von - bis	Geräte Typ, Nr.
GLIN	23. 8. - 26. 8.	DE4
GLIL	24. 8. - 26. 8.	DE1
GGRF	23. 8. - 26. 8.	MT neu
MMEL	26. 8. - 28. 8.	DE4
MOST	26. 8. - 28. 8.	DE1
MHAI	26. 8. - 28. 8.	MT neu
AGRA	28. 8. - 30. 8.	DE4
AHES	28. 8. - 30. 8.	DE1
AARN	28. 8. - 30. 8.	MT neu
HOSP	30. 8. - 1. 9.	DE1
HHON	30. 8. - 1. 9.	DE4
HMAR	30. 8. - 1. 9.	MT neu

DE1, DE4 Digital-Elektrographen Münchner Bauart, Abtastung 2 sek (Neurieder, 1980)

MT neu neue Magnetotellurik-Apparatur nach Beblo (mündl. Mitteilung, 1982) mit weiterentwickeltem Digital-Elektrographen und kardanisch aufgehängtem Förstersonden-Tripel mit halbautomatischer Kompensation.

Tab. T2.3.2: Vermessung von Pulsationsfeldern innerhalb des Süddeutschen Dreiecks. DE1 und DE4 registrierten jeweils NS- und EW-Komponente des tellurischen Feldes, MT neu registrierte neben den erdelektrischen Horizontalkomponenten auch die erdmagnetischen Komponenten H, D und Z

Zur Bestimmung der Eichfaktoren der Magnetfeldregistrierung, soweit diese nicht von Observatorien stammten, wurden zunächst Vergleichsregistrierungen zwischen den einzelnen ASKANIA-Variographen und der Hauptregistrierung des Observatoriums an der Station FFB aus dem Jahre 1981 benutzt. Diese Werte waren kontrollierbar über den Vergleich der 2-Uhr (UT)-Werte des Observatoriums FFB und der jeweiligen Stationsregistrierung während der Meßkampagne sowie die Konstanz der Relativ-Eichungen auf den Variographen-Filmen. Die so für die 5 eingesetzten Variographen erhaltenen Eichwerte für die Komponenten H, D und Z

stehen in Spalte 7 der Tabelle T2.3.1.

Zur Berechnung der Eichfaktoren x der tellurischen Messungen verwenden wir die Formel:

$$x = \frac{b \cdot d \cdot 1000}{a \cdot c \cdot e} \quad \left(\frac{\text{mV}}{\text{km}} / \text{digit} \right) ; \text{ dabei sind:}$$

- a Sondenstrecke in m
- b Wahre Eichspannung im Meßkreis in mV
- c Gerätespezifische Sollspannung in mV, die b erzeugt
- d Tatsächliche (extern kontrollierbare) Spannung in mV, die b erzeugen sollte
- e Eichsprung am Ausgang des Analog-Digital-Wandlers im Registriersystem in der kleinsten numerischen Einheit (digit)

Die tatsächlichen Spannungen zur Erzeugung des Eichspannungssprunges b im Meßkreis können extern abgelesen und - bei Bedarf - nachgeführt werden. Bei der Stationsbetreuung wurde besonderes Augenmerk darauf verwendet, den Quotienten d/c immer auf Eins zu halten. Dies regelt der Digitalelektrograph automatisch auf elektronischem Wege. Für die langperiodischen tellurischen Registrierungen zeigt Tabelle T2.3.3 die Eichfaktoren; sie wechseln oft zeitlich an einer Station sehr stark, besonders nach Inbetriebnahme der Stationen (Einstellzeiten der Hempfling-Sonden in Bentonit-Einbettung!).

Einige Registrierbeispiele sollen nun ein Bild vom gewonnenen Datenmaterial geben; z.T. sind die Daten dabei Aufbereitungsprozessen unterzogen worden, die erst im nächsten Abschnitt näher erläutert werden.

In Abbildung A2.3.2 sind Stundenmittelwerte für eine 10-tägige Magnetfeldregistrierung langperiodischer Variationen an 8 Stationen von oben nach unten in fallender geographischer Breite angeordnet. Die Amplituden von H- und Z-Komponenten nehmen von N nach S deutlich ab. Das läßt auf eine zunehmende Entfernung von einem Quellenzentrum im Norden schließen. In D zeigt sich dieser Tend nicht. Der 3. und 4. Tag des Untersuchungsintervalles besitzt in allen 3 Komponenten überhöhte Amplituden der Tagesvariation, die z.T. größer als 100 nT werden und nicht allein der 1. Sq-Harmonischen zugeordnet werden können. Ansonsten entsprechen die Komponenten weitgehend den bereits aus Abb.A2.2.1.4

INTERVALL-LAENGE = 240.0 STD

H-KOMP.

D-KOMP.

Z-KOMP.

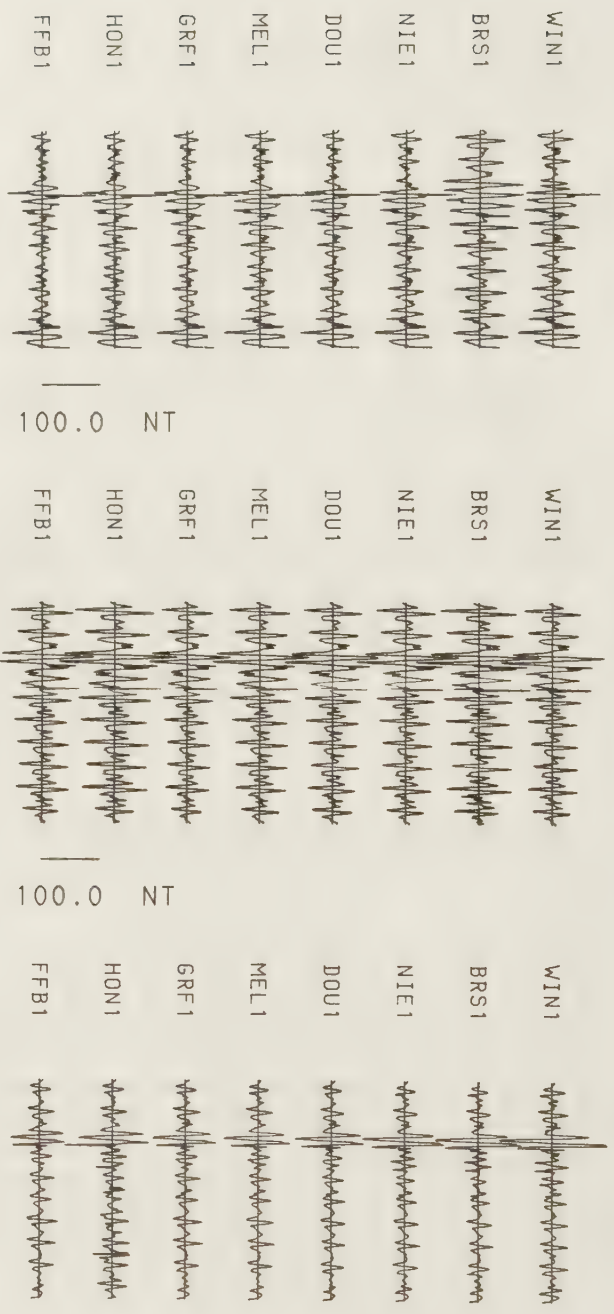


Abb. A2.3.2: 10-tägige Registrierung der erdmagnetischen Tagesvariationen aus 240 Stundenmitteln
in der Zeit von 8.4.1982 0 Uhr (UT) bis 17.4.1982 24 Uhr (UT)

Station	Zeitraum 1982 von - bis	Eichfaktoren ($\frac{mV}{km}/digit$)	
		NS - Strecke	EW - Strecke
ERL	24. 2. - 12. 3.	.05802	.06869
	28. 4. - 18. 5.	.02085	.02993
	18. 5. - 28. 7.	.02085	.02601
	28. 7. - 18. 8.	.01987	.02597
MEL	12. 3. - 26. 4.	.02721	.02885
	26. 4. - 21. 6.	.02766	.02606
	21. 6. - 8. 7.	.02808	.01256
	8. 7. - 17. 8.	.02808	.03245
ARN	27. 4. - 22. 6.	.03078	.03167
	22. 6. - 9. 7.	.03120	.03167
	9. 7. - 23. 8.	.03069	.03167
GRF	15. 2. - 13. 3.	.09249	.11113
	13. 3. - 26. 4.	.03124	.02831
	26. 4. - 1. 6.	.02232	.02707
	21. 7. - 17. 8.	.02464	.02532
HON	16. 2. - 11. 3.	.05540	.10029
	11. 3. - 18. 8.	.02947	.02887

Tab. T2.3.3: Eichfaktoren bei der Messung langperiodischer tellurischer Variationen (bis 86400 sek); Auflösungsvermögen des Registriersystems ist 4000 digits

bekannten normalen Sq-Variationen.

Wird die Zeitachse stärker gestaucht, wie es in Abb. A2.3.3 der Fall ist, werden die Tagesgänge nur noch durch Spitzenpaare repräsentiert. Die Registrierungen der Abbildung A2.3.3 (a-c) stellen die 3 Magnetfeld-Komponenten der 4 Observatorien FFB, WIN, DOU und NIE in einer Länge von 5808 Stundenmittelwerten (=242 Tage) dar. Offensichtlich ist der Tagesgang - bevorzugt in H und Z - von noch niederfrequenteren Schwingungen überlagert. Dabei treten Amplitudenspitzen in der Größenordnung von 500 nT auf, die sich augenscheinlich aus D_{St} -Amplituden und gleichzeitigen aber anomal überhöhten Tagesgängen zusammensetzen. Auch in diesem Beispiel scheint die D-Komponente weniger von Störungen betroffen zu sein.

H-Komponente A2.3.3 a)

FFB

WIN

DOU

NIE

500.0 NT

Z-Komponente A2.3.3 b)

FFB

WIN

DOU

NIE

500.0 NT



Abb. A2.3.3.: Die Magnetfeldkomponenten H, D und Z an den Observatorien Fürstentfeldbruck (FFB), Wingst (WIN), Dourbes (DOU) und Niemege (NIE) im Periodenbereich zwischen 1/12 - 121 Tage (2 cpd - 0.00826 cpd).

- a) H-Komponente
- b) Z-Komponente
- c) D-Komponente

Die Zeitachse ist in jeder Spur 242 Tage lang, die Zeitreihen bestehen aus insgesamt 5808 Stundenmittelwerten, die nicht bezüglich der Mittelwertrechnung korrigiert sind.

D_{St}-Störungen treten in H- und Z-Komponente fast immer stark korreliert auf.

Wegen der besonderen Bedeutung der langperiodischen tellurischen Messungen werden dazu mehrere Beispiele dargestellt. Die Abbildungen A2.3.4 - A2.3.8 zeigen eine Auswahl (nicht nur besonders guter sondern auch besonders schlechter) Original-Registrierungen der erdelektrischen NS- und EW-Komponente, dargestellt in Minutewerten.

Bei den Abbildungen A2.3.4 - A2.3.8 handelt es sich um die Rohdaten, so wie sie nach dem Demultiplexen die Einzelkanäle NS und EW repräsentieren. Bereits in dieser Darstellung lassen sich deutlich die Tagesgänge des tellurischen Feldes erkennen. Hierbei bleibt aber die Ungewißheit, ob es sich wirklich um solche Tagesgänge handelt, welche vom Erdmagnetfeld gleicher Frequenz in der Erde induziert wurden (auch Tagestemperaturgänge, Verdunstungs-Zyklen etc. sind als Quelle solcher tellurischer Variationen denkbar). Den wirklichen Nachweis induzierter elektrischer Tagesvariationen können wir erst nach weiteren Aufbereitungs- und Auswertungsschritten führen.

Einige Erscheinungen in den registrierten tellurischen Feldern wären durchaus einer näheren Untersuchung wert. Als Beispiel betrachten wir bestimmte Potential-Versätze in den Spuren (z.B. A2.3.4.d EW oder A2.3.7b EW), die augenscheinlich keine Korrespondenz in elektrischen Ko-Kanal und ihre Ursache bei Nachprüfung auch nicht im erdmagnetischen Feld haben. Daß es sich dabei nicht um Effekte bei der Erfassung des von den Sonden abgegriffenen Signales handelt, wird durch die Tatsache bestärkt, daß auch andere Erfahrungen in anderen Meßgebieten (Bahr, 1983, mündliche Mitteilung zu Messungen im Rheinischen Schiefergebirge) auf ein unregelmäßiges Auftreten solcher Potential-Sprünge hinweisen. Über die Ursache solcher Effekte, können nur Vermutungen angestellt werden; wahrscheinlich sind die Unstetigkeiten der Potentiale durch lokale und zeitlich variable Konzentrationsgefälle des Bodenelektrolyten im Bereich zwischen den beiden Elektroden einer Sondenstrecke zu erklären. Solche Ursachen würden auch die Beobachtung bestätigen, daß unstetige Potentiale bei längeren Sondenstrecken häufiger auftreten als bei kürzeren. Die relativ kurze Zeitkonstante dieser Erscheinung (ca. 15 min) und die (oft nur teilweise) Irreversibilität der Änderungen sprechen ebenfalls für stabilisierende Ausgleichsvorgänge im Bodenelektrolyten.

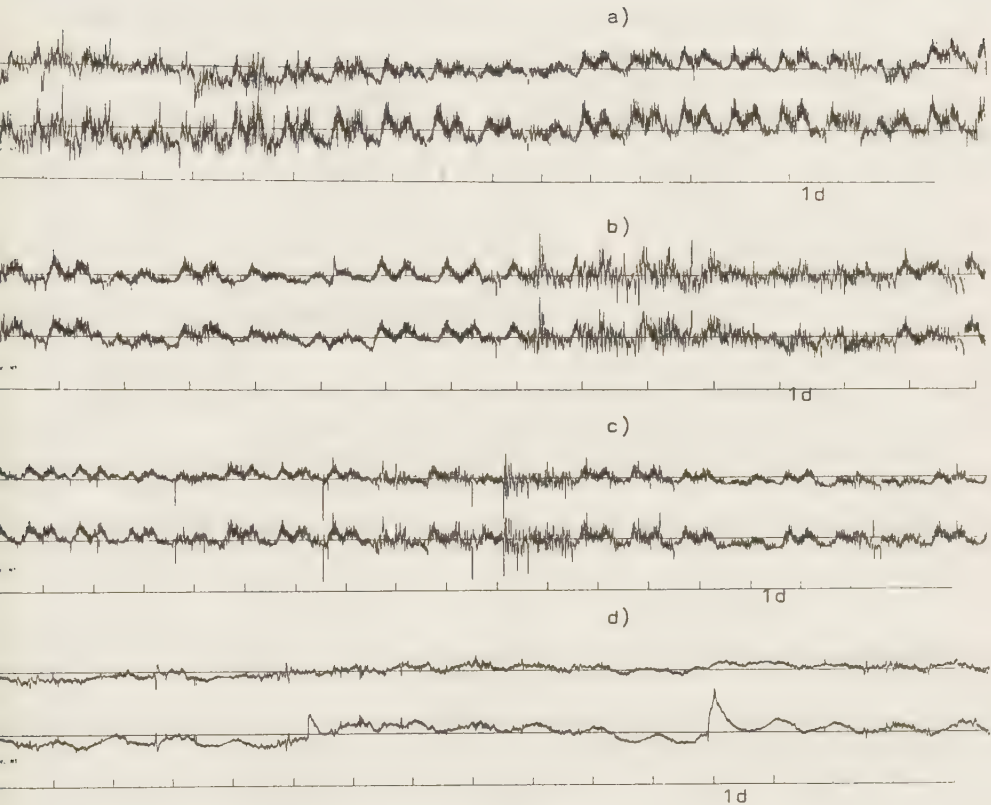


Abb. A2.3.4: Beispiele tellurischer Messungen, Station ERL,
4 Doppelspuren, jeweils oben NS, unten EW,
Zeitmarke 1 Tag, Abtastung 1 min

	Zeitraum 1982 von - bis	Amplitudenskala in mV/km	
		NS	EW
a)	28. 4.-18. 5.	-10/+10	-10/+10
b)	18. 5.- 2. 6.	-10/+10	-20/+20
c)	2. 6.-22. 6.	-20/+20	-20/+20
d)	22. 6.- 8. 7.	- 9/+ 9	-10/+10

Besonderheiten: EW-Komponente aus meßtechnischen
Gründen um 180° phasenverschoben
(Verpolung +/-)

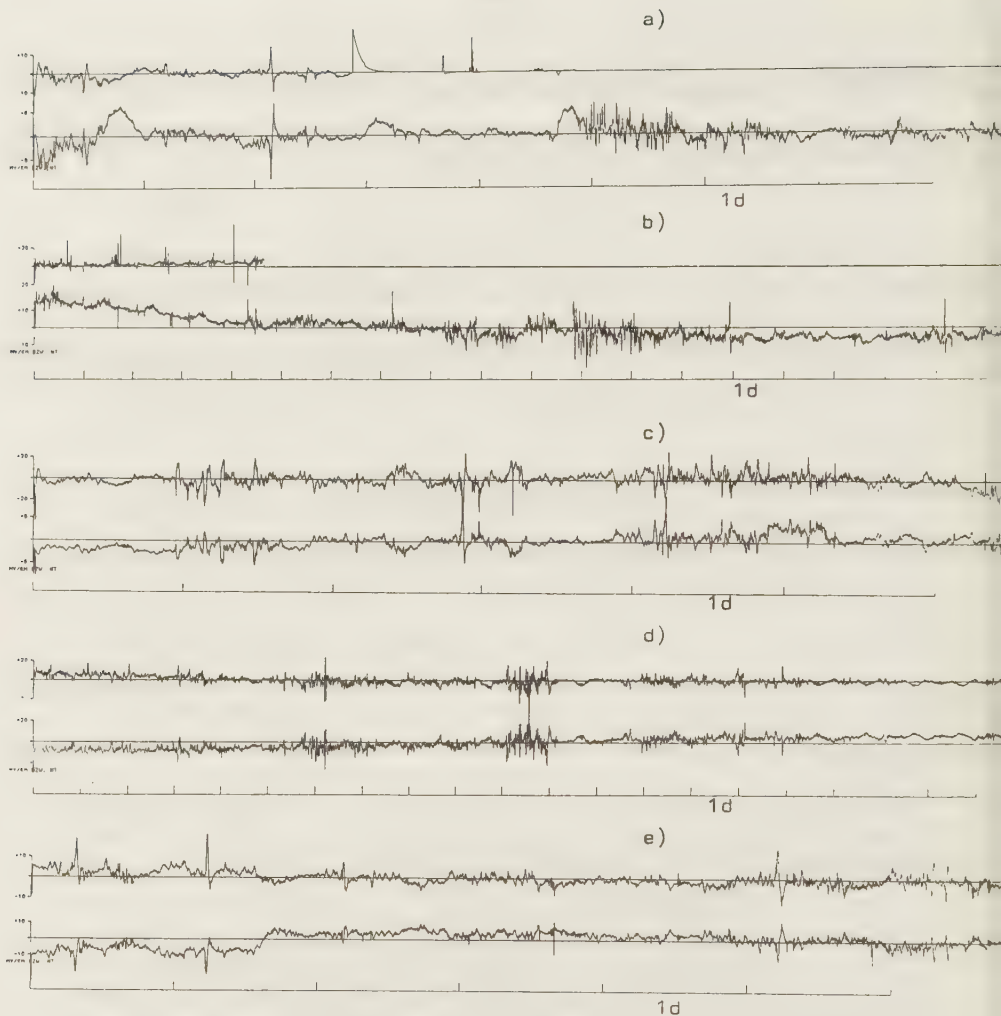


Abb. A2.3.5: Beispiele tellurischer Messungen, Station MEL, wie A2.3.4

	Zeitraum 1982 von - bis	Amplitudenskala in mV/km	
		NS	EW
a)	12. 3.- 6. 4.	-10/+10	- 8/+ 8
b)	1. 6.-21. 6.	-20/+20	-10/+10
c)	21. 6.- 8. 7.	-20/+20	- 6/+ 6
d)	27. 7.-17. 8.	-20/+20	-20/+20
e)	17. 8.-24. 8.	-10/+10	-10/+10

Erklärungen zu den Darstellungen der folgenden Seiten:

Abb. A2.3.6: Beispiele tellurischer Messungen, Station ARN, wie A2.3.4

	Zeitraum 1982	Amplitudenskala in mV/km	
	von - bis	NS	EW
a)	27. 4.-17. 5.	-30/+30	-60/+60
b)	17. 5.- 1. 6.	-20/+20	-10/+10
c)	1. 6.-22. 6.	-40/+40	-20/+20
d)	22. 6.- 9. 7.	-10/+10	-40/+40
e)	27. 7.-17. 8.	-20/+20	-30/+30
f)	17. 8.-23. 8.	-10/+10	-60/+60

Abb. A2.3.7: Beispiele tellurischer Messungen, Station GRF, wie A2.3.4

	Zeitraum 1982	Amplitudenskala in mV/km	
	von - bis	NS	EW
a)	15. 2.-23. 2.	-30/+30	-20/+20
b)	23. 2.-13. 3.	-10/+10	-70/+70
c)	13. 3.- 5. 4.	-20/+20	-10/+10
d)	5. 4.-26. 4.	-30/+30	-20/+20
e)	21. 7.-27. 7.	-20/+20	-20/+20
f)	27. 7.-17. 8.	-10/+10	-10/+10

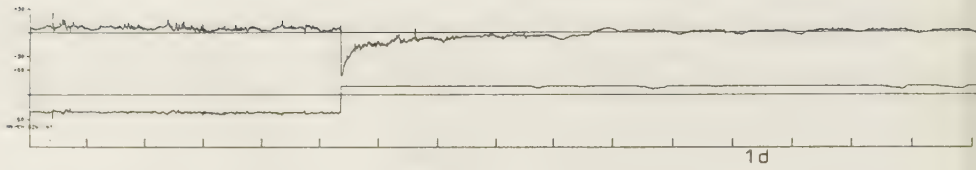
Abb. A2.3.8: Beispiele tellurischer Messungen, Station HON, wie A2.3.4

	Zeitraum 1982	Amplitudenskala in mV/km	
	von - bis	NS	EW
a)	11. 3.- 7. 4.	-30/+30	-30/+30
b)	7. 4.-28. 4.	-40/+40	-50/+50
c)	28. 4.-17. 5.	-40/+40	-40/+40
d)	17. 5.- 3. 6.	-40/+40	-40/+40
e)	3. 6.-22. 6.	-30/+30	-50/+50
f)	28. 7.-18. 8.	-40/+40	-30/+30

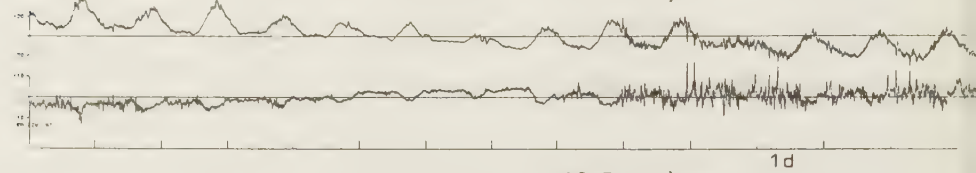
=====
Abschließend wird stellvertretend für die Pulsationsmessungen des elektromagnetischen Feldes im Sommer 1982 eine 5-Komponenten-Registrierung an der Station ARN vorgestellt (Abbildung A2.3.9). Sie zeigt gute Übereinstimmung simultaner Aktivitäten in erdmagnetischem und tellurischem Feld für Perioden zwischen 30 sek und ca. 2 Stunden.

Im nächsten Abschnitt werden einige wichtige Schritte der Datenaufbereitung der vorgestellten Registrierungen beschrieben.

A2.3.6 a)



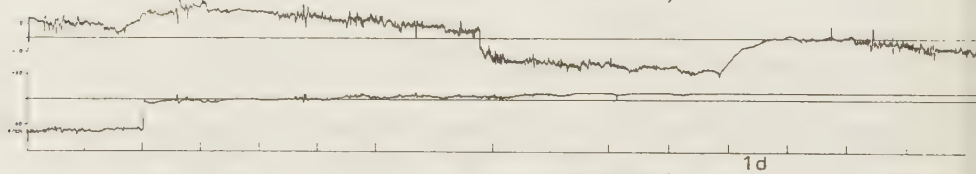
A2.3.6 b)



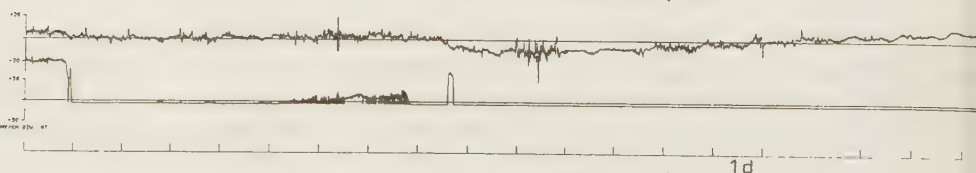
A2.3.6 c)



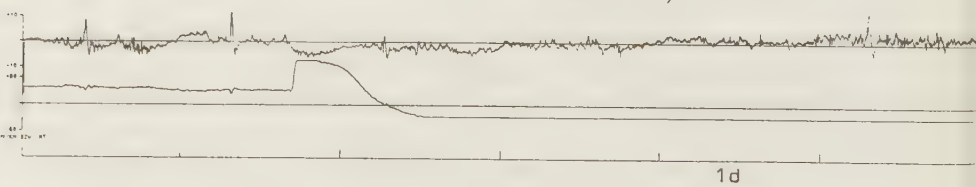
A2.3.6 d)



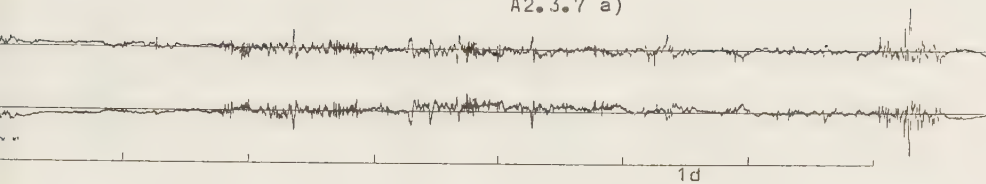
A2.3.6 e)



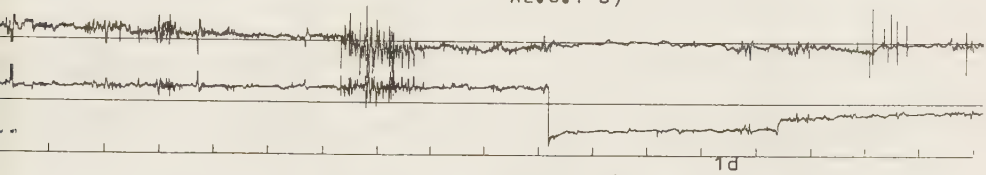
A2.3.6 f)



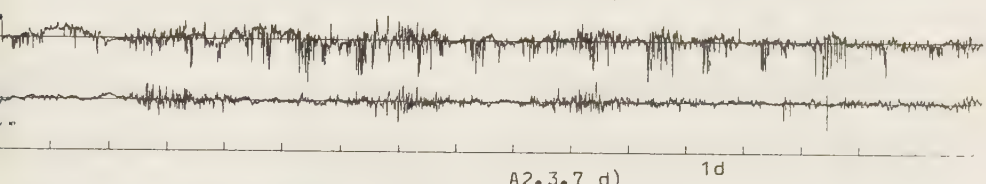
A2.3.7 a)



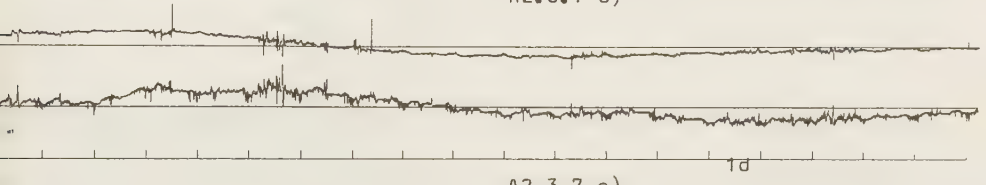
A2.3.7 b)



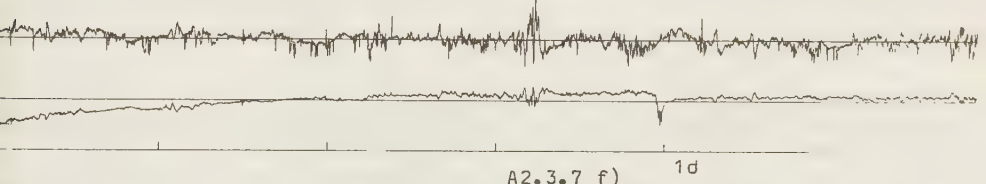
A2.3.7 c)



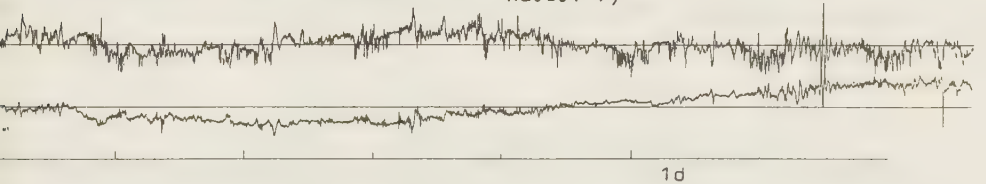
A2.3.7 d)



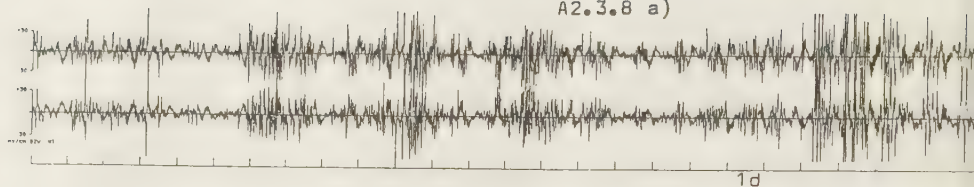
A2.3.7 e)



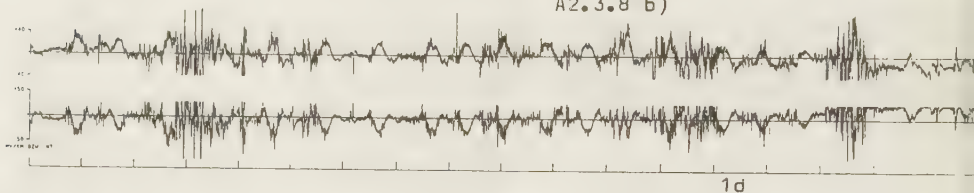
A2.3.7 f)



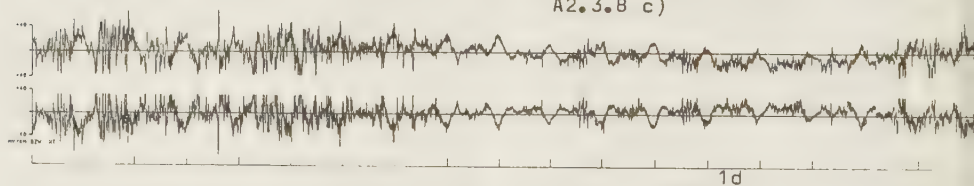
A2.3.8 a)



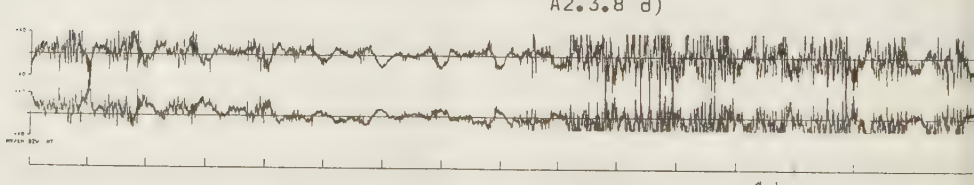
A2.3.8 b)



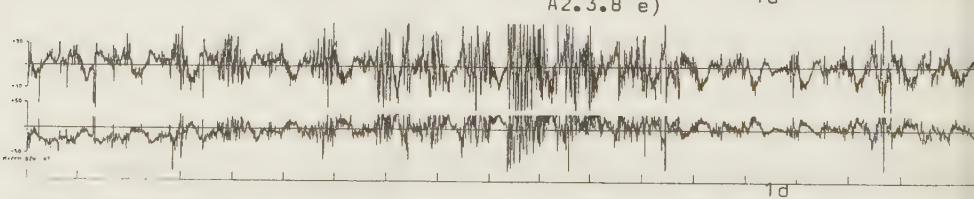
A2.3.8 c)



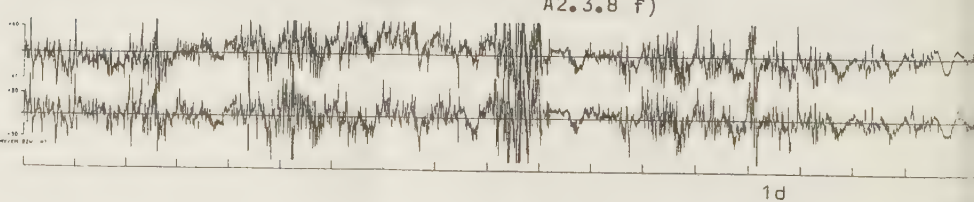
A2.3.8 d)



A2.3.8 e)



A2.3.8 f)



A3KT255 TO 44188 SEK. J-NR.-1111103.000 ANF.290882 061300 DT 02 SEK. LOMM 0

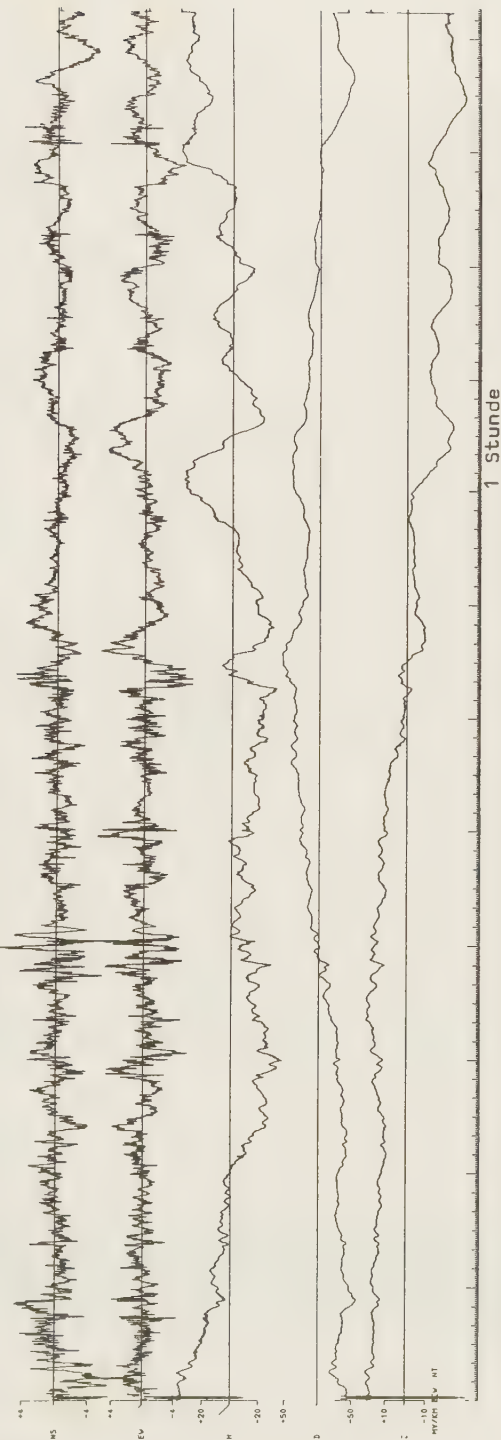


Abb. A2.3.9: Beispiel magnetotellurischer Messungen, Station ARN, Abtastrate 2 sek, Tiefpaß 25 sek,
 Amplitudenskala: NS (1.Kanal) -4/+4 mV/km; EW (2.Kanal) -4/+4 mV/km
 H (3.Kanal) -20/+20 nT ; D (4.Kanal) -50/+50 nT ; Z (5.Kanal) -10/+10 nT

2.4. Datenaufbereitung bis zur Auswertung

In diesem Abschnitt soll nicht über Einzelheiten der notwendigen technisch-manuellen Tätigkeiten berichtet werden, die zur Schaffung der Datenbasis beigetragen haben, obwohl sie ein beträchtliches Maß an Aufwand und Zeit erforderten und nicht minder wichtig waren als die im folgenden beschriebenen Verfahren. Auf einen Flußplan der Daten wird in diesem Zusammenhang ebenfalls verzichtet.

Für die auf digitalen Datenträgern vorliegende Registrierung langperiodischer tellurischer Felder und elektromagnetischer Pulsationsfelder beschränkte sich dieser Teil der Aufbereitung auf die Abspielung der Digitalbänder, das Demultiplexen in Einzelkanäle und die Schließung kleinerer Datenlücken durch zweifach quadratische Interpolation nach Newton (5 Punkte).

Für die langperiodischen Magnetfelder, die den unterschiedlichsten Informationsquellen entstammen (siehe Tab. T2.4.1), waren wesentlich mehr und vor allem aufwendigere technische Aufbereitungen nötig. Für die Digitalisierung von Filmen oder anderen Analog-Registrierungen wurde ein eigenes Digitalisierungsprogramm mit kontrollierter automatischer Stundenmittelwertbildung realisiert. Ein spezielles Interface zwischen Prozeßrechner und Digitalisierungsanlage mußte dafür gebaut werden (Beblo, Neurieder & Spitzfaden, 1982 +). Zur Überspielung der Magnetfeld-Stundenmittel der Station FFB wurde ebenfalls ein spezielles unidirektionales Interface realisiert (Beblo, Neurieder & Spitzfaden, 1983 +). Auch die Validierung der erdmagnetischen Datenbasis durch nur gedruckt vorliegende Observatoriums-Werte (NIE, DDU) erforderte viel Mühe und Zeit.

Einmal erwähnt, sollen diese Tätigkeiten hiermit jedoch als abgeschlossen betrachtet werden.

=====

+) Mündliche Mitteilung, unveröffentlicht, Unterlagen sind am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik dokumentiert und zugänglich.

Station Ort	Geomagnet. Elemente	Datenträger (Medium)	Datenstruktur
ASKANIA- Variogr. HON, MEL, ERL, GRF	H(cm) D(cm) Z(cm)	Analoger Papierscrieb mit Relativ- eichungen	kontinuierliche Spuren bis Randbegrenzung (Wiederkehrspur)
FFB Observ.	H(nT) $D(\frac{1}{10})$ Z(nT)	Digital- kassette Commodore 3032	Kanal- und Monats-sequentielle Stundenmittel (Hauptregistrierung)
WIN Observ.	H(nT) D(') Z(nT)	9-Spur- Magnetband (digital)	Tages-sequentielle kanalmultiplexte Stundenmittel (Hauptregistrierung)
DOU Observ.	H(nT) D(') Z(nT)	Fotokopien monatlicher Zu- sammenstellung numerischer Werte	Monats-sequentielle Stundenmittel (Hauptregistrierung)
NIE Observ.	F(nT) X(nT) Y(nT)	Monatliche Berichtshefte des Observatoriums	Monats-sequentielle Stundenmittel (Hauptregistrierung)
BRS Magnets- rode	X(cm) Y(cm) z(cm)	Analoger Papierscrieb unter Angabe der Skalenwerte	kontinuierliche Spuren bis Randbegrenzung

Tab. T2.4.1: Datenträger und -strukturen für die langperiodischen
Magnetfeld-Registrierungen verschiedener Herkunft

Die in Tab. T2.4.1 dargestellte Vielfalt der formalen Daten wird zusätzlich verkompliziert durch die Tatsache, daß verschiedene geomagnetische Komponenten registriert wurden. Eine Transformation auf die in der elektromagnetischen Tiefen-sondierung gebräuchlichen Komponenten H, D und Z nach Wienert (1970) wurde deshalb durchgeführt; Tab. T2.4.2 gibt die benutzten Transformationsgleichungen wieder.

Station	Transformations-Formel
VAR: HON, MEL, ERL, GRF	$H(nT) = H_{VAR}(cm) \cdot e_H(\frac{nT}{cm})$ $D(nT) = D_{VAR}(cm) \cdot e_D(")$ $Z(nT) = Z_{VAR}(cm) \cdot e_Z(")$ e_H, e_D und e_Z Eichwerte aus T2.3.1
FFB:	$H(nT) = H_{FFB}(nT) + \text{Offset}(nT)$ $D(nT) = -H(nT) \cdot \sin(1') \cdot D(\frac{1}{10}') \cdot 10$ $Z(nT) = Z_{FFB}(nT) + \text{Offset}(nT)$
WIN:	$H(nT) = H_{WIN}(nT)$ $D(nT) = H(nT) \cdot \sin(1') \cdot D_{WIN}(')$ $Z(nT) = Z_{WIN}(nT)$
DOU:	$H(nT) = H_{DOU}(nT)$ $D(nT) = -H(nT) \cdot \sin(1') \cdot D_{DOU}(')$ $Z(nT) = Z_{DOU}(nT)$
NIE:	$H(nT) = \sqrt{x_{NIE}(nT)^2 + y_{NIE}(nT)^2}$ $D(nT) = H(nT) \cdot \sin(1') \cdot \arctg\left(\frac{y_{NIE}(nT)}{x_{NIE}(nT)}\right) \cdot \frac{10800}{\pi}$ $Z(nT) = \sqrt{F_{NIE}(nT)^2 - H(nT)^2}$
BRS:	$H(nT) = \sqrt{x_{BRS}(nT)^2 + y_{BRS}(nT)^2}$ $D(nT) = H(nT) \cdot \sin(1') \cdot \arctg\left(\frac{y_{BRS}(nT)}{x_{BRS}(nT)}\right) \cdot \frac{10800}{\pi}$ $Z(nT) = Z_{BRS}(nT)$

Tab. T2.4.2: Transformation in einheitliche geomagnetische Komponenten H, D und Z

Nach der Herstellung digitaler Zeitreihen von H, D und Z mit langperiodischem Energieinhalt, stellte sich nunmehr die Frage nach der Möglichkeit der Trennung der aus A2.3.3 bekannten D_{St} -Störungen von den kurzfrequenteren Tagesvariationen.

Eine solche Trennung erfolgt im allgemeinen durch geeignete Filter. Da eine möglichst breite Anwendung der zu bestimmten Filter auch auf Pulsationsdaten (und hier zu ganz anderen Zwecken) möglich sein sollte, wurde nach einer flexiblen Lösung dieses Problems gesucht. Die Wahl fiel schließlich auf die weiter unten beschriebenen digitalen FIR-Filter, die - obwohl nicht wesentlich leistungsfähiger als etwa die optimalen Trapez-Filter von Schmucker - große Vorteile in der Flexibilität des Filter-Designs und der Wahl der Filter-Parameter besitzen. Insbesondere hat ein Vergleich gezeigt, daß die Trapezfilter Schmuckers ähnlich lange Filteroperatoren erfordern wie die FIR-Filter (Schmucker, mündliche Mitteilung, 1983).

FIR-Filter sind nicht-rekursive digitale Filter mit endlicher Impulsantwortlänge (finite impulse response). Gegenüber den Rekursivfiltern haben FIR-Filter den Vorteil, die Phase des Signals nicht linear zu verzerren. FIR-Filter sind darüber hinaus stets stabil, aufwendige Stabilitäts-Untersuchungen sind deshalb entbehrlich (Fischer und Friedsam, 1977, S.2).

Für das Design eindimensionaler FIR-Filter stehen verschiedene Methoden zur Verfügung; viele von ihnen benötigen eine abschließende Optimierung der Impulsantwort unter Einsatz des Remez-Algorithmus (Mc Clellan, 1979).

Zur Auswertung elektromagnetischer Feldmessungen wurde ein Entwurfs-Algorithmus von Rabiner, Mc Gonegal und Paul (1979) verwendet, der den Vorteil einer geschlossenen Form hat und keine abschließende Optimierung erfordert. Diese sogenannte Fenster-Methode geht von einem Zeitfenster $w(n)$ für $0 \leq n \leq N-1$ aus. Die ideale Impulsantwort $h(n)$ (für $-\infty < n < +\infty$) ist die Fourier-transformierte der idealen Frequenzantwort des Filters. Das benutzte FIR-Filter hat dann die Form:

$$g(n) = \begin{cases} w(n) \cdot h(n) & \text{für } 0 \leq n \leq N-1 \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

Als Zeitfenster sind sowohl einfache Rechteck-, Dreieck-, Hamming- oder Hanning-Fenster möglich als auch kompliziertere wie Kaiser-, Chebyshev- oder verallgemeinerte Hamming-Fenster. Der Entwurf kann für Tiefpaß(TP)-, Hochpaß(HP)-, Bandpaß(BP)- oder Bandstop-Filter durchgeführt werden. Versuchsreihen, auf

die an dieser Stelle nicht ausführlicher eingegangen werden kann, haben gezeigt, daß zwei Fenstertypen besonders praktikable Filter-Designs für die Auswertung der Feldmessungen zulassen.

1. Mit dem Kaiser-Fenster

$$w(n) = \begin{cases} \frac{I_0(\beta \sqrt{1 - \frac{4n^2}{(N-1)^2}})}{I_0(\beta)} & \text{für } N \text{ ungerade} \\ \frac{I_0(\beta \sqrt{1 - \frac{4(n+0.5)^2}{(N-1)^2}})}{I_0(\beta)} & \text{für } N \text{ gerade} \end{cases}$$

kann für Abdämpfungswerte der Stopbänder $\delta_p \approx 20$ dB eine optimal kurze Operatorlänge N im Zeitbereich erwartet werden ($\beta = f(\delta_p)$; I_0 : Besselfunktion 0-ter Ordnung).

2. Chebyshev-Fenster werden als inverse diskrete Fouriertransformationen des Chebyshev-Polynoms an N äquidistanten Frequenzen am Einheitskreis erzielt. Sie lassen sich unter großer Flexibilität auch in den hoch- und niederfrequenten Grenzbereichen für die sehr speziellen Abtrennungungsverfahren der Sq-Variationen von den z.T. aperiodischen D_{St} -Störungen verwenden.

Von den 3 Entwurfs-Parametern Filterlänge (N), Abschwächungsfaktor (δ_p) und Übergangs-Bandbreite (Δf_n) bestimmen je zwei vorgegebene den dritten.

Ist $f_n = f/f_s$ die auf die Nyquist-Frequenz f_s normalisierte Frequenz f , so können 3 Fälle unterschieden werden:

- a) Vorgabe von δ_p und Δf_n

$$N \geq 1 + \frac{\operatorname{arccosh}((1+\delta_p)/\delta_p)}{\operatorname{arccosh}(1/(\cos(\pi \Delta f_n)))}$$

- b) Vorgabe von N und δ_p

$$\Delta f_n = \frac{1}{\pi} \arccos \left(\frac{1}{\cosh(\operatorname{arccosh}((1+\delta_p)/\delta_p)/(N-1))} \right)$$

- c) Vorgabe von N und Δf_n

$$\delta_p = \frac{1}{\cosh((N-1) \operatorname{arccosh}(\frac{1}{\cos(\pi \Delta f_n)})) - 1}$$

Die für die folgende Datenaufbereitung realisierten und angewandten Filter sind in Tabelle T2.4.3 zusammengefaßt.

Filtertyp Fenster	Dämpfung δ_p	Operator- länge N	Flanke Δf_n	Abb.	Zweck des Filters
TP(0.04 Hz) Kaiser	-40.0 dB	50	0.0452 22.8 sek- 44.3 sek	A2.4.1	Entfernung kurzperiod. Störungen
TP(0.75cpd) Chebyshev	-47.2 dB	190	0.014 1.08 d - 1.7 d	A2.4.2	Darstellung D_{St} - Kontinuum
HP(0.75cpd) Chebyshev	-75.0 dB	373	0.015 1.75 d - 1.08 d	A2.4.3	Darstellung Sq-Spektrum ohne D_{St}

Tab. T2.4.3: Die angewandten digitalen FIR-Filter

Die Abbildungen A2.4.1 bis A2.4.3 geben einen Eindruck von der Leistungsfähigkeit dieser FIR-Filter und ihre jeweilige Charakteristik im Zeitbereich wieder. Mit dem TP-Filter der Abb. A2.4.1.a wurden z.B. zeitweilig in der Förstersonden-Elektronik auftretende Schwebungen während der Pulsationsmessungen (Abb. A2.4.1.b) abgefiltert.

Mit dem TP-Filter der Abb. A2.4.2 wurde aus den Magnetfeldregistrierungen der Observatorien (Abb. A2.3.3) der Quasi-Dipolanteil des D_{St} -Kontinuums von den tagesperiodischen und kürzeren Variationen abgetrennt. Dieses abgetrennte Spektrum mit Frequenzen ≤ 0.75 cpd eignet sich als Ausgangsmaterial für eine D_{St} -Analyse.

Das HP-Filter in Abb. A2.4.3 spaltete gerade diesen D_{St} -Anteil vom restlichen Spektrum ab, um spektrale Verzerrungen durch längere Perioden als ca. 1.3 d aus dem Sq-Spektrum herauszuhalten. Die große Flankensteilheit des HP-Filters wird wegen der ungünstigen Randlage der Abschneide-Frequenz 0.75 cpd notwendig; die Dämpfung von -75 dB ist ansonsten keine unabdingbare Forderung für ein solches Filter.

Mit den vorliegenden Design- und Filterprogrammen dauerte der Entwurf der o.a. Filter etwa 2 Stunden (interaktiver Dialog) mit einer Rechenzeit von ca. 50 Minuten.

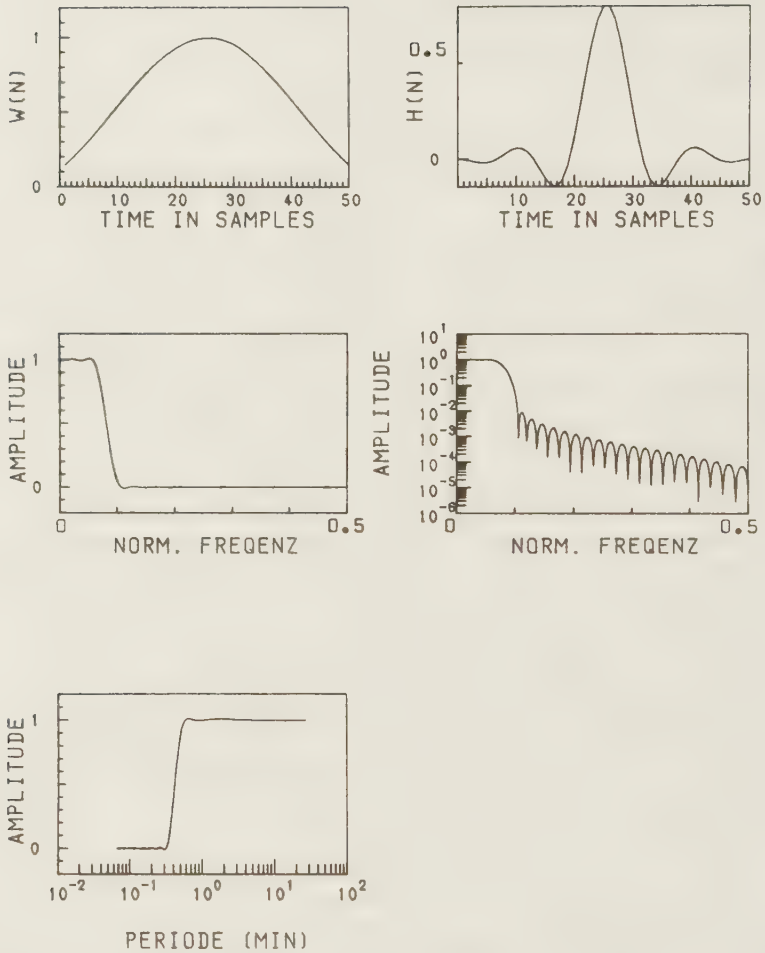


Abb. A2.4.1: FIR-TP-Filter zur Entfernung kurzperiodischer Störungen
a) Filter-Charakteristika
 $W(N)$ Fenster-Funktion; $H(N)$ Impulsantwort
Durchlaß-Kurven in verschiedener Darstellung

A3KTP10 TO 44168 SEK. 1-NR.-111103.000 ANF. 290862 061300 DT 02 SEK. LOMM 0



Abb. A2.4.1: FIR-TP-Filter zur Entfernung kurzperiodischer Störungen

- b) Ausgangszeitreihe, auf die das Filter der Abb. A2.4.1 a angewandt wurde. Das Ergebnis der Filterung wurde bereits in Abb. A2.3.9 gezeigt. Die Störungen in A2.4.1 b stammen von zeitweilig auftretenden Schwabungen in der Elektronik der verwendeten Förstersonde

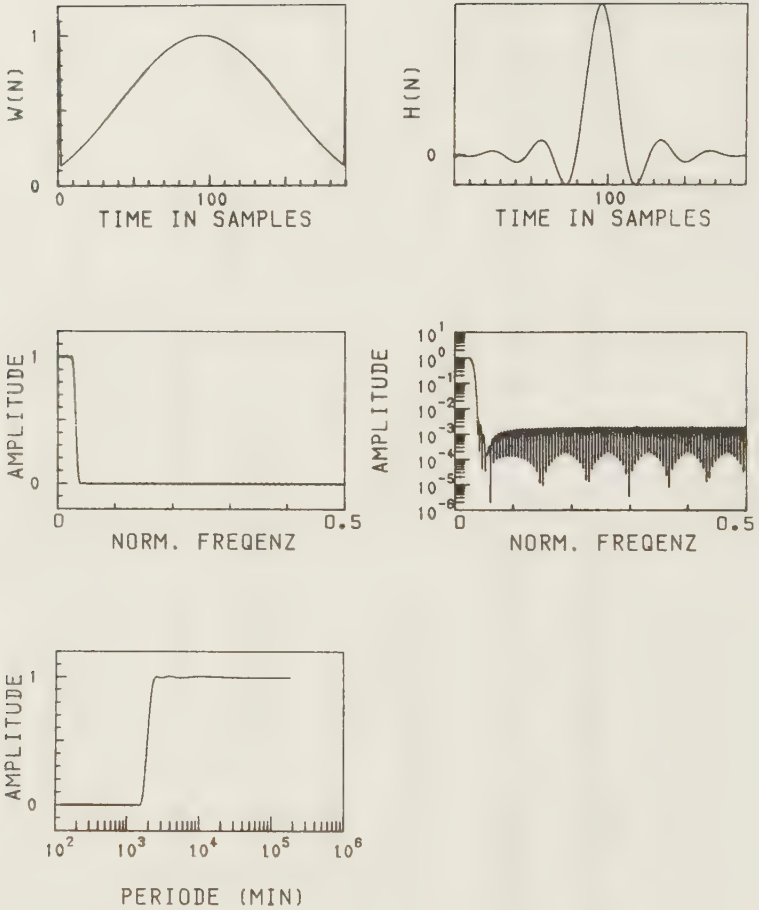


Abb. A2.4.2: FIR-TP zur Isolierung des D_{St} -Kontinuums

a) Filter-Charakteristika

$W(N)$ Fenster-Funktion; $H(N)$ Impulsantwort
Durchlaß-Kurven in verschiedener Darstellung

H-Komponente A2.4.2 b 1)

FFBT

WINT

DOUT

NIET

500.0 NT

Z-Komponente A2.4.2 b 2)

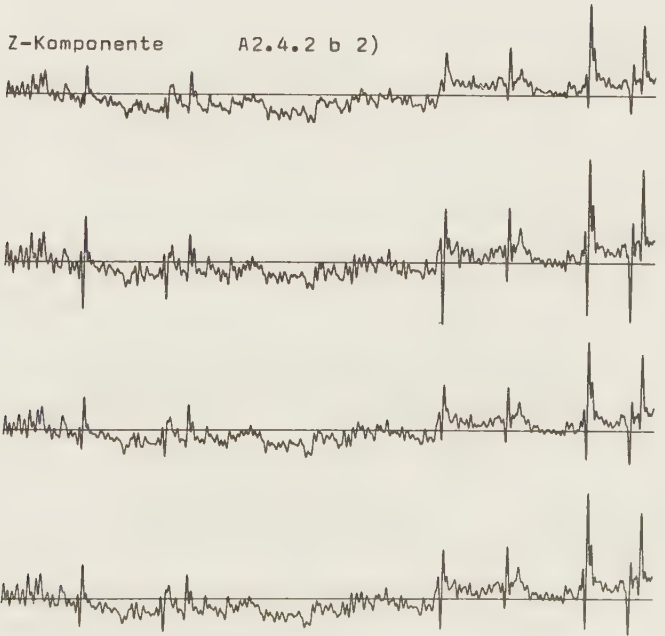
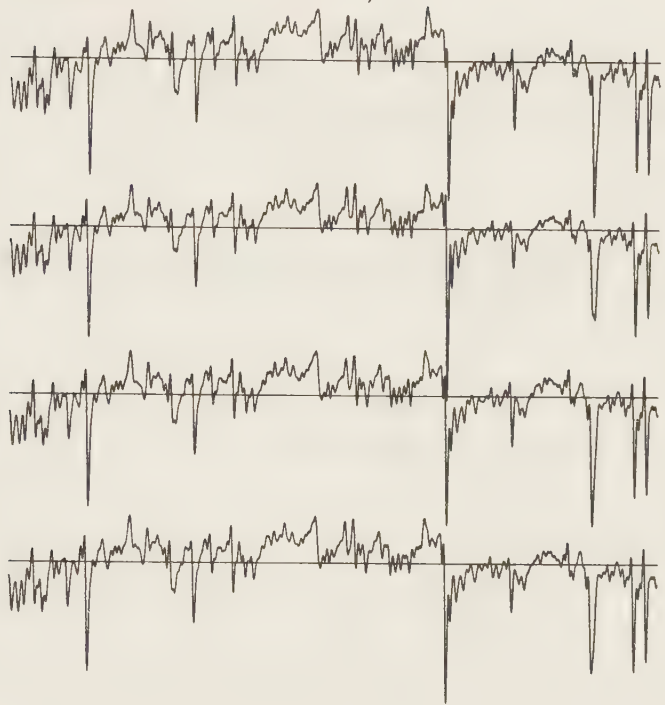
FFBT

WINT

DOUT

NIET

500.0 NT



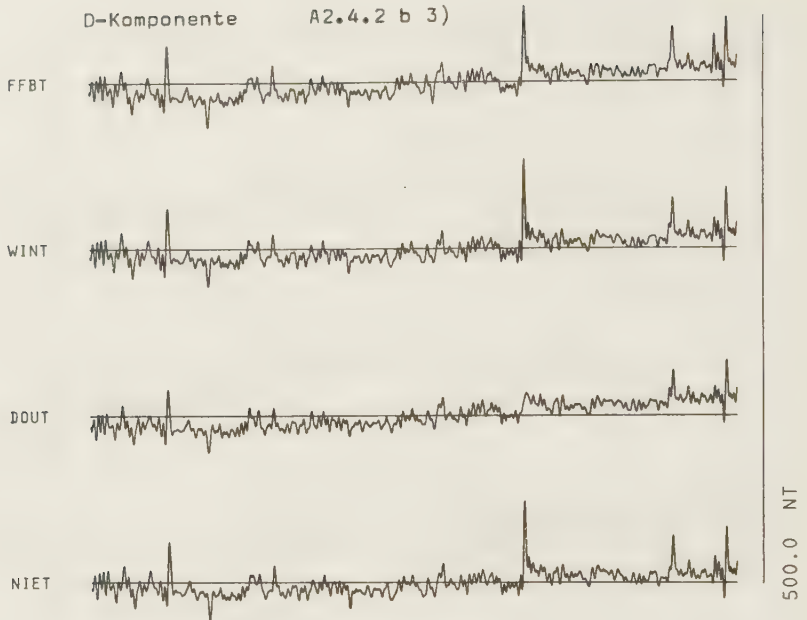


Abb. A2.4.2: FIR-TP zur Isolierung des D_{St} -Kontinuums

- b) Beispiel der Anwendung auf die 242-tägige Registrierung an den Observatorien FFB, WIN, DOU und NIE (ursprüngliche Zeitreihen in A2.3.3 a-c).
- 1) TP-gefilterte H-Komponente
 - 2) TP-gefilterte Z-Komponente
 - 3) TP-gefilterte D-Komponente

In der D-Komponente fällt an der Station DOU das Fehlen einer starken Störung auf, eine Erklärung dafür konnte nicht gefunden werden (wahrscheinlich handelt es sich um einen meßtechnischen Effekt am Observatorium DOU). In der H- und Z-Komponente der Station DOU ist keine Anomalie zu erkennen.

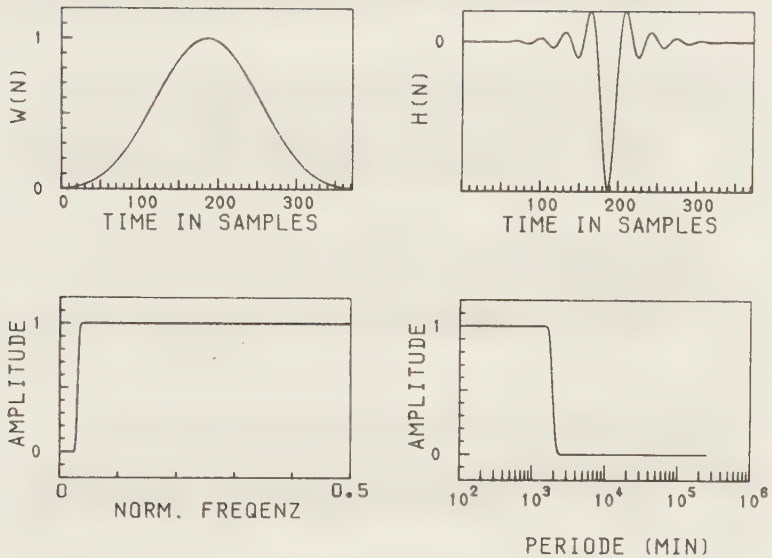


Abb. A2.4.3: FIR-HP zur Abtrennung der D_{St} -Störungen vom Sq-Spektrum

a) Filter-Charakteristika

$W(N)$ Fenster-Funktion; $H(N)$ Impulsantwort
Durchlaß-Kurven in verschiedener Darstellung

Anmerkung: Die Steilheit dieses HP-Filters kommt durch die extreme Länge des Filteroperators zustande. Für das besprochene Filter ist $N = 373$; dies bedeutet für die Filterung einer Zeitreihe der Länge $L = 5808$ einen Aufwand von ca. 2.1 Mio. Multiplikationen und etwa genauso viele Additionen. Zur Filterung einer Spur benötigt man an einem Großrechner (Cyber CDC 175) etwa 100 sek CPU-Zeit. Dies zeigt deutlich die Grenzen der Anwendung dieser Filter im Zeitbereich auf. Regner (1983, mündl. Mitteilung) testete auch längere Filteroperatoren im Zeitbereich (max. 1024) und fand, daß die dann notwendigen Rechenzeiten in keinem Verhältnis mehr zum Ertrag stehen.

H-Komponente A2.4.3 1)

FFBH

WINH

DOUH

NIEH

500.0 NT

Z-Komponente A2.4.3 2)

FFBH

WINH

DOUH

NIEH

500.0 NT



Abb. 2.4.3: FFB-WP zur Notrennung der O_{3T} -Störungen von
St-Spektrum

a) Beispiel der Anwendung auf die 242-tägige Regi-
strierung an den Observatorien FFB, MIN, SDU und
WIL (entsprechliche Zeitreihen in 2.3.3 a-c).

- 1) HP-gefilterte U-Komponente
- 2) HP-gefilterte Z-Komponente
- 3) HP-gefilterte O-Komponente

Die Tagesgänge der extremagnetischen Komponenten
sind jetzt sozusagen "trendbereinigt" von an-
steigenden oder abfallenden Flanken periodischer
Schwankungen mit $T_0 \approx 3$ d oder aperiodischer
Effekte des Ringstromes.

Abschließend soll in diesem Kapitel der Weg von den Rohdaten der erdelektrischen Vermessung zu den mit den magnetischen langperiodischen Daten passenden Stundenmittelwerten gezeigt werden. Dazu bedurfte es im wesentlichen nur eines Verfahrens, welches die Synchronisation der Zeitreihe mit 0 Uhr (UT) vollzieht und anschließend über die 60 Minutenwerte einer vollen Stunde mitteilt.

Die Bildung von Stundenmittelwerten durch arithmetische Mittelung über die zur UT-Stunde gehörenden Minutenwerte wurde nur durchgeführt, wenn mindestens 90% der Minutenwerte vorhanden waren (also 54 von 60). Andernfalls wurde der somit ausgefallene Stundenmittelwert durch einfach oder zweifach quadratische Interpolation nach Newton (über 3 oder 5 Nachbarpunkte) ermittelt. Lücken, die länger als 3 Stundenmittelwerte waren, führten zu einem Zerschneiden kontinuierlicher Intervalle.

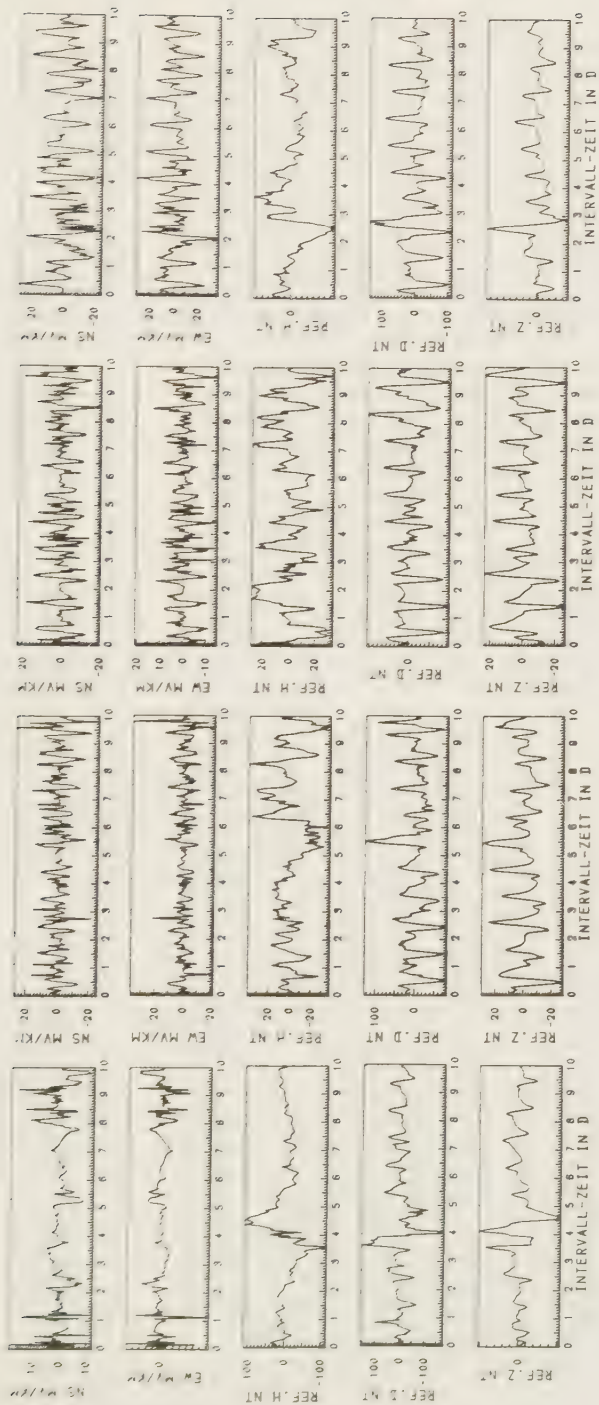
Wegen der gewünschten Auflösung im Frequenzbereich von 0.1 cpd waren zusammenhängende Stundenmittelwerte einer Zeitreihe von 10 Tagen (=240 Werte) notwendig, um ein vollständiges Auswertungs-Intervall zu erhalten. Für eine erste Kontrolle der Konsistenz der tellurischen mit den erdmagnetischen Daten sollte auch gleich ein Referenz-Magnetfeld des selben Zeitabschnittes zum Vergleich bereitstehen.

Die Forderung durch Auflösung und Stundenmittelwertbildung bestimmte weitgehend die Auswahl der für die spätere Auswertung verwendeten Intervalle. Ohne auf die im nächsten Kapitel ausführlich erläuterten Intervallzeiten näher einzugehen, sollen die Abbildungen A2.4.4 a-o am Beispiel der Station HON die gute Übereinstimmung der tellurischen Registrierung mit dem langperiodischen Erdmagnetfeld demonstrieren.

Genauer gesagt, handelt es sich bei den Abbildungen A2.4.4 a-o bereits um synthetische Daten, die aus den Koeffizienten einer vorherigen Fourier-Analyse wieder synthetisiert wurden. Außer einem Cosinus-Taper im Zeitbereich unterscheiden sich jedoch diese Daten nicht von den Original-Stundenmittelwerten.

Eine letzte Abbildung im Kapitel 2, Abb. A2.4.5 zeigt die Gesamtheit der aus Einzelintervallen zusammengesetzten Daten für die Station HON in einer Länge von 150 Tagen, hergestellt aus insgesamt 3600 Stundenmittelwerten.

Mit dieser Betrachtung schließt die Erläuterung der Datenaufbereitung; wir wenden uns nun den Auswertungsschritten zu.



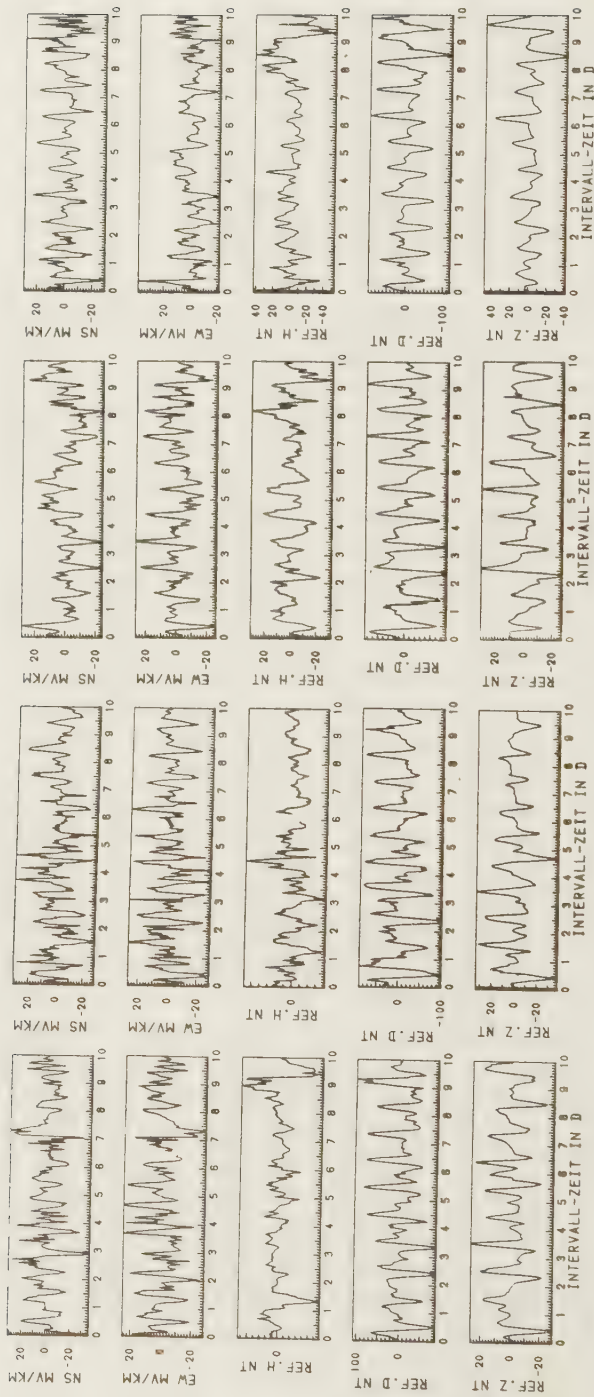
a)
Int.Nr. 330002/1

b)
Int.Nr. 330003/1

c)
Int.Nr. 330003/2

d)
Int.Nr. 330004/1

Abb. A2.4.4: Stundenmittelwerte der langperiodischen elektromagnetischen Variationen
an der Station HON (E-Feld:HON, Magnetfeld:FFB); nach Intervall-Nummern
a) - d)



e)

Int.Nr. 330004/2

f)

Int.Nr. 330005/1

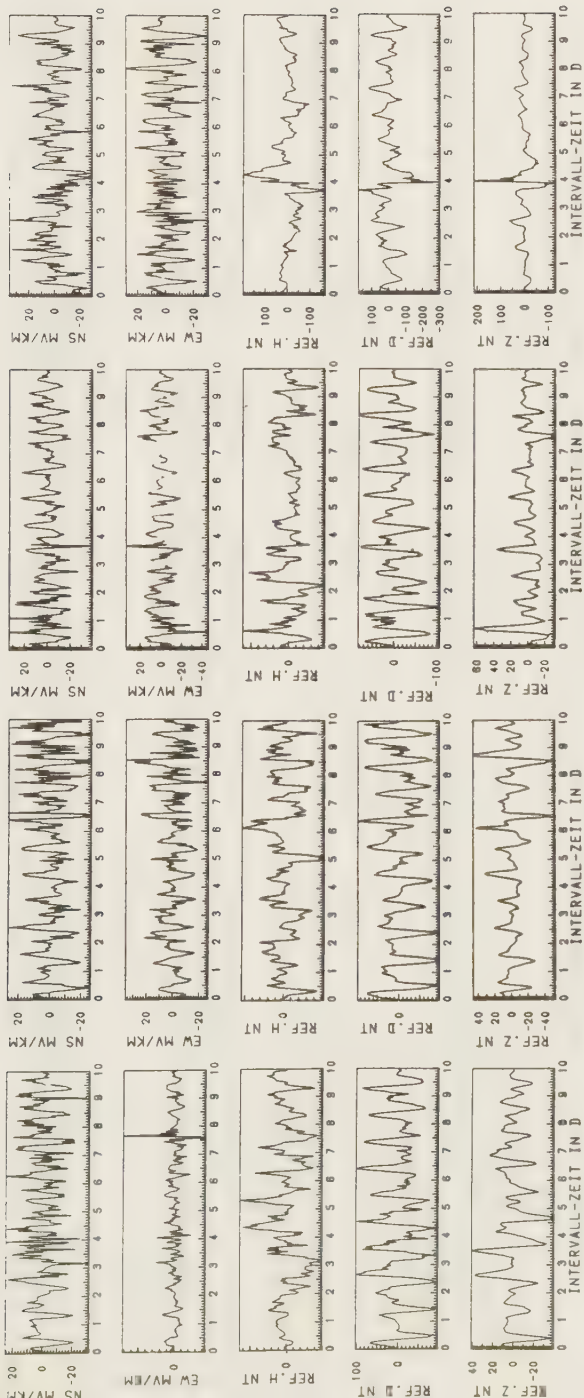
g)

Int.Nr. 330005/2

h)

Int.Nr. 330006/1

Abb. A2.4.4: Stundenmittelwerte der langperiodischen elektromagnetischen Variationen an der Station HON (E-Feld: HON, Magnetfeld: FFB); nach Intervallnummern e) - h)



i)

Int.Nr. 330006/2

j)

Int.Nr. 330007/1

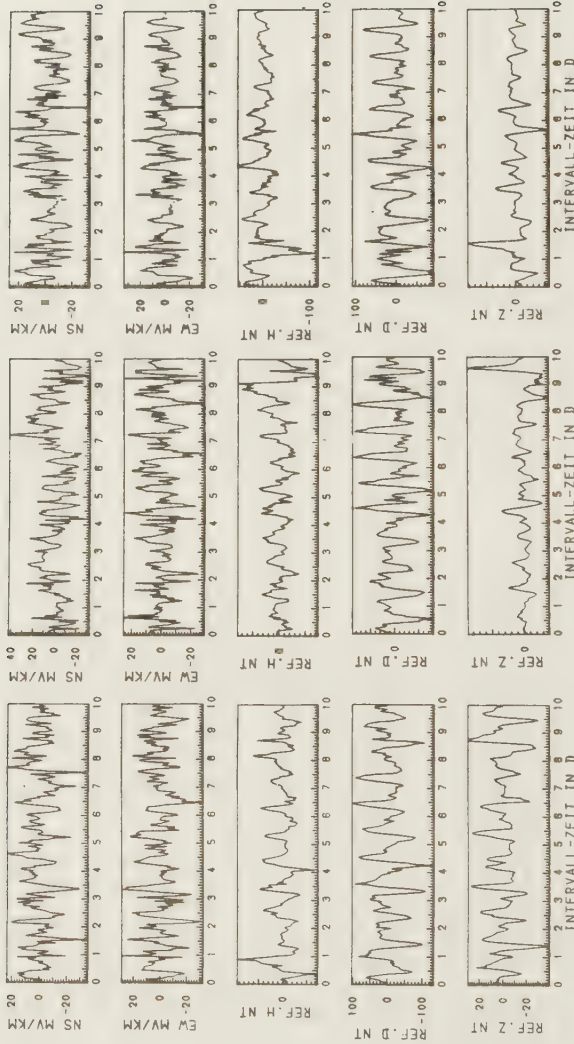
k)

Int.Nr. 330007/2

l)

Int.Nr. 330008/1

Abb. A2.4.4: Stundenmittelwerte der langperiodischen elektromagnetischen Variationen
an der Station HON (E-Feld:HON, Magnetfeld:FHB); nach Intervallnummern
i) - l)



m)

Int.Nr. 330008/2

n)

Int.Nr. 330109/1

o)

Int.Nr. 330009/2

Abb. A2.4.4: Stundenmittelwerte der langperiodischen elektromagnetischen Variationen an der Station HON (E-Feld:HON, Magnetfeld:FFB); nach Intervallnummern m) - o)

HON TO 3600 STD. I-NR.-330000.000 ANF.170282 000000 DT 01 STD. LOMM 0

- 89 -

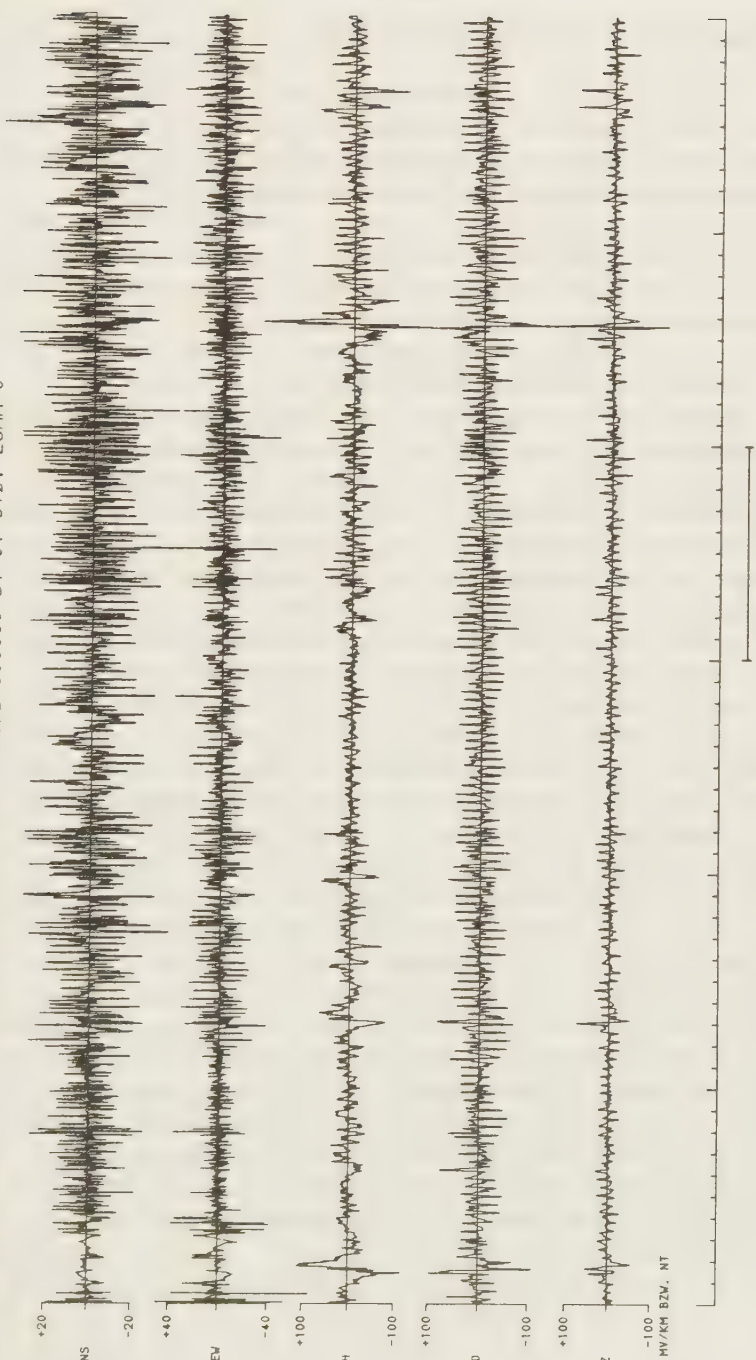


Abb. 2.4.5: Stundenmittelwerte für langperiodische Variationen an der Station HON für 150 Tage im Jahre 1982 (E-Feld:HON, Magnetfeld:FF8)
Tagesgänge in E- und H-Feld sind gut zu erkennen und zu korrelieren

3. Auswertung und Reduktion der Meßdaten

Insbesondere bei der Behandlung langperiodischer elektromagnetischer Daten mit der Methode der Magnetotellurik fällt es nicht leicht, einen klaren Trennungsstrich zwischen Auswertung und Interpretation der Auswertungs-Ergebnisse zu ziehen.

Oberflächennahe tellurische Verzerrungen können erst aus dem vollständig bestimmten Impedanztensor und einer bereits bekannten oder unter bestimmten Annahmen aus dem Tensor abgeleiteten Normalfunktion Z_n richtig erkannt werden. Gehört die Untersuchung dieser Oberflächenverzerrung nun noch zur Auswertung oder bereits zur Interpretation?

Die Antwort auf diese Frage wird hier zugunsten der Interpretation ausfallen und ist nicht frei von einer gewissen Willkür der Entscheidung. In der Folge wird sich der Bericht über die Auswertung der Meßdaten auf jene Schritte beschränken, die zum klassischen Ausgangspunkt jeder Interpretation führen, nämlich dem scheinbaren Widerstand Q_s und der Phase φ der zugehörigen Impedanz im ins Hauptachsensystem transformierten Tensor. Dabei wird es nur am Rande zu einer Erörterung der dazu verwendeten Verfahren der statistischen Frequenzanalyse kommen.

Nach einer Begründung für die Auswahl der Auswertungs-Intervalle wird untersucht, inwieweit sich im Sq-Kontinuum bzw. auf den Sq-Spektrallinien selbst Erdmagnetische Tiefensondierung betreiben läßt. Dazu werden verschiedene Übertragungsfunktionen aus erdmagnetischen Komponenten auf ihre zeitliche Erhaltungseignung und ihre örtliche Verschiedenheit hin geprüft.

Mit einem geeigneten Verfahren - der Auswertung in Sq-effektiven Koordinaten - bestimmen wir dann aus den magnetischen Komponenten alleine die induktive Skalenlänge C_n im Frequenzbereich der ersten 4 Sq-Harmonischen.

Im vorletzten Abschnitt werden dann Ergebnisse der Magnetotellurik und der Erdmagnetischen Tiefensondierung für Perioden der Pulsationen und Bays vorgestellt. Im letzten Abschnitt werden schließlich die Ergebnisse der langperiodischen Magnetotellurik - insbesondere im Sq-Kontinuum - besprochen.

Alle weiteren Arbeiten der Datenanalyse werden den Interpretationsschritten zugeordnet und im nächsten und letzten Kapitel behandelt.

3.1. Zu den Methoden der statistischen Frequenzanalyse in der Auswertung

Die Betrachtung der leitfähigen Erde als lineares und zeit-unabhängiges Übertragungssystem zwischen eingangsseitigem (induzierendem) Primär-Magnetfeld und ausgangsseitigem (induziertem) tellurischem und sekundärem erdmagnetischem Feld gestattet es, viele Auswertungsprobleme mit den Schätzwert-Ansätzen aus der linearen Übertragungstheorie zu lösen.

Entsprechende Ansätze z.B. von Sims et al. (1971) haben sich in der elektromagnetischen Tiefensondierung und der Magneto-tellurik inzwischen allgemein durchgesetzt (vergl.: Haak, 1968; Scheelke, 1972; Kemmerle, 1977; Schmucker, 1978; Kröger, 1980; Wagenitz, 1982). Insbesondere die in Bendat & Piersol (1971) beschriebenen Verfahren der unverzerrten Schätzung spektraler Übertragungsfunktionen aus der Spektralmatrix der Ein- und Ausgangs-Signale mit z.T. spezieller Gewichtung von Teil-Lösungen haben die Methode der statistischen Frequenzanalyse in den letzten Jahren zu einem unentbehrlichen Werkzeug bei der Auswertung elektromagnetischer Tiefensondierungen werden lassen (Jödicke, 1978; Kröger, 1980; Müller, 1982).

Diese Entwicklung hat allerdings dazu geführt, daß heute verschiedene Autoren sehr unterschiedliche Methoden der spektralen Schätzung und Fehlerrechnung anwenden, welche teilweise unreduzierte und teils nach verschiedenen Kriterien vorselektierte Daten benutzen oder bisweilen Freiheitsgrad-unabhängige statistische Fehler statt des vom Freiheitsgrad abhängigen Fehler des Schätzwertes berechnen.

Dazu tritt noch ein Nebeneinander verschiedener Methoden der Hauptachsen-Transformation des magnetotellurischen Impedanz-tensors $\underline{Z}$, wie z.B. die Methode minimaler und maximaler Kohärenz (Haak, 1968), die Methode maximaler Nebendiagonale und minimaler Spur in $\underline{Z}$ (Swift, 1967) oder die Methode der Schätzung bei minimaler Schiefe (skewness) von $\underline{Z}$ (Cox et al., 1980).

Die Verwirrung wird vollständig durch Einbeziehung von erweiterten methodischen Voraussetzungen, welche sich selbstverständlich auch in der Art und Weise spektraler Schätzungen niederschlagen muß. Beispiele sind Müllers Methode (1982) der Schätzung der Impedanztensor-Elemente aus den Komponenten

NS, EW, H, D und Z oder die Hinzunahme zweier zusätzlicher magnetischer Referenzkanäle einer Nachbarstation (Gamble et al., 1979) - bekannt als remote-reference-Methode.

Da im Rahmen der Fragestellungen dieser Arbeit, so wie sie der Einleitung zu entnehmen sind, die benutzten Schätzmethoden selbst nicht Hauptgegenstand der Untersuchungen sein können, soll an dieser Stelle nur eine knappe Beschreibung der verwendeten Verfahren unter Literaturhinweis gegeben werden; auf explizite Darstellung, Ableitung und Diskussion wird verzichtet.

Die aufbereiteten Zeitintervalle werden zunächst einer diskreten Fourier-Analyse unterzogen. Dabei soll von Anfang an keine Beschränkung auf solche schnellen Algorithmen (FFT, DFT) erfolgen, für die nur eine Anzahl diskreter Punkte sinnvoll ist, die sich durch ganzzahlige Exponenten der Basis 2 darstellen läßt.

Alle Auswertungen im Periodenbereich der Pulsationen sind mit dem in München erprobten Verfahren der statistischen Frequenzanalyse ausgeführt worden (Beblo, 1974; Kemmerle, 1977; Haak, 1978). Der Impedanztensor für Pulsationen wurde mit der Methode der minimalen und maximalen Kohärenz optimiert. Es liegen Erfahrungen vor, wonach diese Optimierung bei ausgeprägt zweidimensionalen Leitfähigkeits-Kontrasten im Untergrund im Ergebnis nicht oder nicht nennenswert von der Optimierung nach Swift (1967) verschieden ist (Dittus, 1983).

Verschiedene Übertragungsfunktionen im langperiodischen Kontinuum wurden unter Zuhilfenahme einer Remote-Station und der dort gemessenen erdmagnetischen Referenzkanäle H und D in Betrag, Phase und Fehler geschätzt (Gamble et al., 1979; Teufel, 1983; Dittus, 1983), so z.B. die tensorielle Impedanz $\underline{Z}$ und die magnetische Verzerrung $\underline{W}$; der Impedanztensor wurde dabei nach Swift (1967) optimiert.

Zur Schätzung der induktiven Skalenlänge C_n wurde ein univariater Ansatz von Schmucker (1978) benutzt, der den zugrunde liegenden F-Wert der Fischer-Verteilung und den äquivalenten Freiheitsgrad der Ausgleichsrechnung berücksichtigt.

Die Impedanz-Tensoren aller Perioden wurden anschließend nach Cox et al. (1980) noch ein zweites Mal optimiert, wobei

durch geeignete Rotation des Koordinatensystems des tellurischen bzw. des erdmagnetischen Feldes eine Hauptachsen-Transformation und eine optimale Entzerrung der Schiefe des Impedanztensors bewirkt wurde.

Bevor jedoch Übertragungsfunktionen berechnet werden, wollen wir uns noch einmal auf die Datenbasis vor der Auswertung besinnen und einige Auswahl-Kriterien diskutieren.

3.2. Intervall - Auswahl und Intervall - Vorbereitung

Über "gute" und "schlechte" Intervalle wird viel gesprochen, aber es gibt nur wenige allgemein anerkannte Kriterien zur Beurteilung solcher Eigenschaften. Für Pulsationen werden die bewährten Kriterien guter Anregungsenergie verschiedener Polarisierungs-Richtungen (Kemmerle, 1977) und senkrecht aufeinander stehender Koordinatenachsen in E- und H-Feld (Haak, 1978) als hinreichende Bedingungen für gute Intervalle betrachtet. Für den Periodenbereich der Bays scheinen diese Kriterien allerdings alleine nicht immer ausreichend zu sein.

Für die Pulsationen hat sich deshalb der Verzicht auf Vorauswahlen jeglicher Art als vorteilhaft hinsichtlich eines wachsenden Freiheitsgrades und vieler verschiedener Polarisations-Richtungen des erdmagnetischen Feldes erwiesen.

Anders im Periodenbereich der Sq-Variationen - dort besitzt man (noch) zu wenig Erfahrung über die tatsächliche Natur der induktiven Kopplung zwischen Erdmagnetfeld und erd-elektrischem Feld (Junge, 1982, weist beispielsweise eine signifikante Energiespitze des tellurischen Feldes etwa bei der lunaren M2-Periode nach, die nachweislich nicht vom erdmagnetischen Feld gleicher Periode induziert wird). Auch fällt es schwer, dem Kontinuum zwischen den Sq-Harmonischen eine einfache räumliche Struktur zuzuordnen (Schmucker, mündl. Mitteilung, 1983); es liegen keine Informationen über die physikalischen Ursachen des Kontinuums vor. Eine Intervallauswahl geht deshalb zunächst davon aus, daß dort, wo Korrelation der Sq-Harmonischen von E- und H-Feld zu finden ist, die Felder auch im Kontinuum lineare Zusammenhänge zeigen.

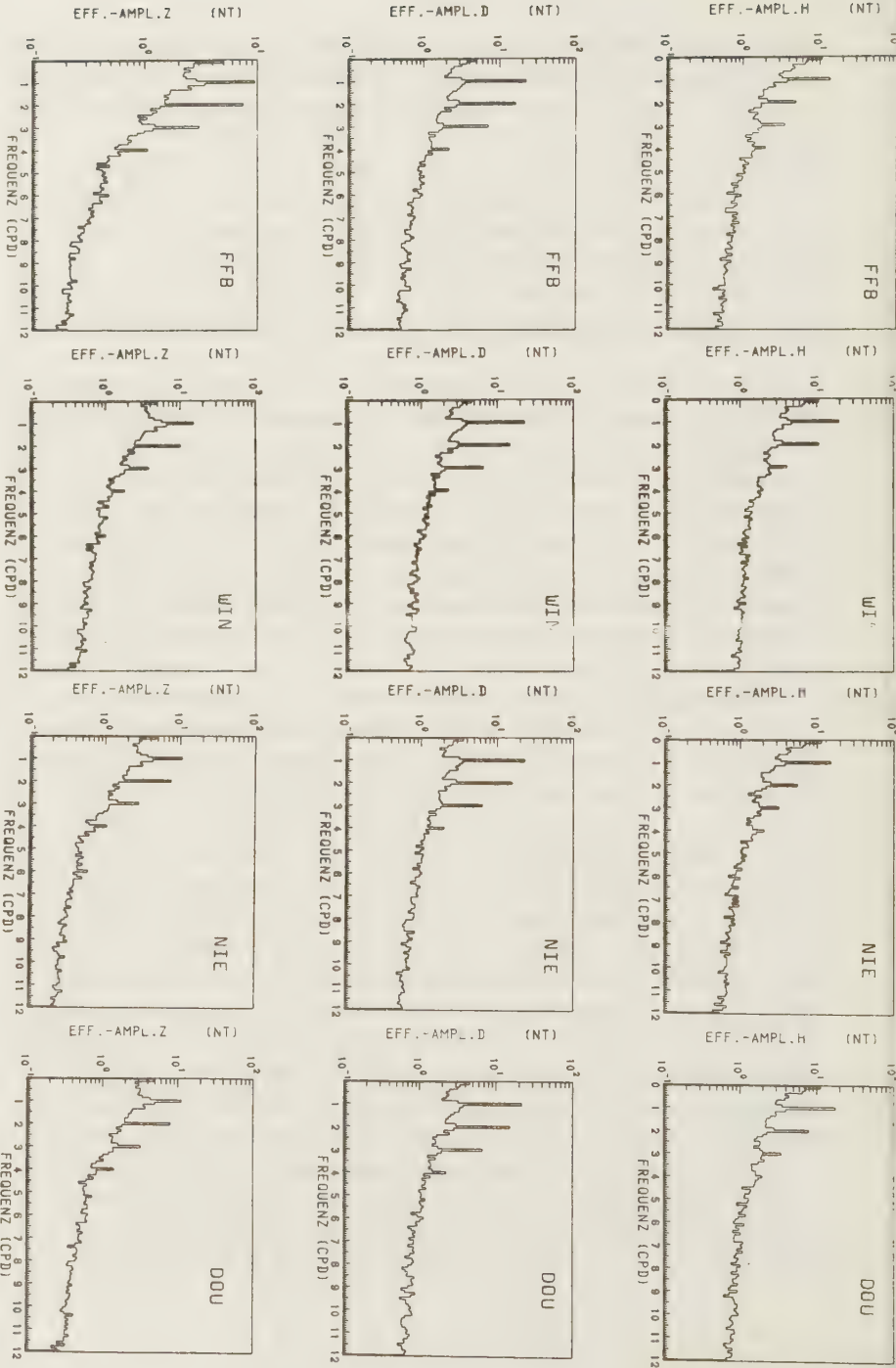


Abb. A3.2.1: Sq-Spektrum und Kontinuum aus einer 240-tägigen Zeitreihe aus Stundenmittelwerten

Die in Abb. A3.2.1 dargestellten Spektren der 3 erdmagnetischen Komponenten H, D und Z sind aus 24 10-Tages-Intervallen gestapelt worden und stellen eine zeitliche Mittelung über 8 Monate des Jahres 1982 dar (Febr. - Sept.). Die ersten 4 Sq-Harmonischen heben sich fast um eine ganze Größenordnung vom Energieniveau des Kontinuums ab. Deutlich tritt jedoch auch im Kontinuum zwischen den Sq-Harmonischen 1-4 eine Sockelstruktur um die Harmonische herum auf; eine Ausnahme bildet das Kontinuum der Z-Komponenten im Bereich der 2. Sq-Harmonischen - eine Erklärung dafür wurde nicht gefunden. Im Frequenzbereich 0 cpd bis 1 cpd kann in allen Komponenten ein Anstieg der Energie zu kleinen Frequenzen hin festgestellt werden, der auf die Amplituden im D_{St} -Kontinuum und der säkularen Variation des Erdmagnetfeldes zurückgeführt werden muß.

Die in Kap. 2 bereits besprochene recht willkürliche Auswahl langperiodischer Intervalle zur Auswertung sollte deshalb durch eine der Abb. A3.2.1 vergleichbare Darstellung tellurischer und magnetischer Komponenten ergänzt werden. Für alle in Frage kommenden Intervalle, deren Nummer und Zeit in Tabelle T3.2.1 zusammengefaßt worden sind, wurden nach der Darstellung der Stundenmittelwerte wie in A2.4.4 auch die effektiven Amplituden in Form der diskreten Frequenzfunktionen verglichen; ein Beispiel dazu zeigt die Abb. A3.2.2 a-b. Der Unterschied im Hervortreten der Sq-Harmonischen erklärt sich gegenüber A3.2.1 dadurch, daß in A3.2.2 wirklich nur ein einziges 10-Tages-Intervall analysiert wurde - jeder Spektralwert demnach nur zwei Freiheitsgrade besitzt, während in A3.2.1 jede Spektrallinie mit einem effektiven Freiheitsgrad von 48 belegt ist. Sobald ein Intervall mit zweifelsfreien Energiespitzen in den magnetischen Horizontalkomponenten ohne ein induziertes Äquivalent in den tellurischen Horizontalkomponenten vorgefunden wurde, schied das entsprechende Intervall aus der folgenden Auswertung aus.

Zur Erzeugung eines Kontinuums aus den vorliegenden Spektren gibt es mehrere Alternativen. Die einfachste Lösung ist die, daß man die Sq-Harmonischen im Spektrum mit einem Notch-Filter abdämpft, was auf ein Weglassen der entsprechenden Koeffizienten hinausläuft. Bei der hier durchgeführten Kontinuums-Bildung

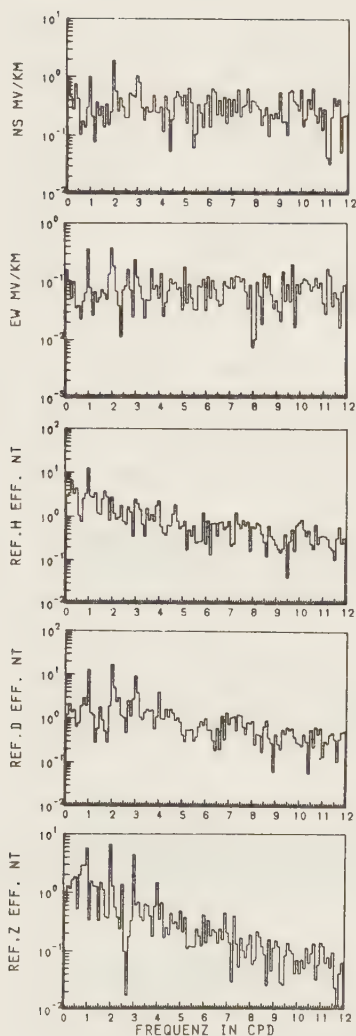
Station/Ort	Intervall-Nummer	Intervall-Zeit (lfd.Nr. des Tages 1982)
ARN	110002/1	138 - 147
	110002/2	142 - 151
	110004/1	174 - 183
	110004/2	180 - 189
	110006/1	209 - 218
	110006/2	218 - 227
GRF	220002/1	55 - 64
	220002/2	62 - 71
	220003/1	73 - 82
	220003/2	79 - 88
	220004/1	96 - 105
	220004/2	104 - 113
	220005/1	117 - 126
	220005/2	124 - 133
HON	330002/1	57 - 66
	330003/1	71 - 80
	330003/2	81 - 90
	330004/1	98 - 107
	330004/2	106 - 115
	330005/1	119 - 128
	330005/2	127 - 136
	330006/1	138 - 147
	330006/2	144 - 153
	330007/1	155 - 164
	330007/2	163 - 172
	330008/1	191 - 200
	330008/2	197 - 206
	330009/1	210 - 219
	330009/2	218 - 227
ERL	550001/1	56 - 65
	550001/2	64 - 73
	550002/1	119 - 128
	550002/2	128 - 137
	550003/1	139 - 148
	550003/2	143 - 152
	550004/1	154 - 163
	550004/2	163 - 172
	550005/1	174 - 183
	550005/2	179 - 188
	550006/1	190 - 199
	550006/2	200 - 209

Tab. T3.2.1: Ausgewählte Intervalle der langperiodischen elektromagnetischen Variationen aus jeweils 240 Stundenmittelwerten der Kanäle

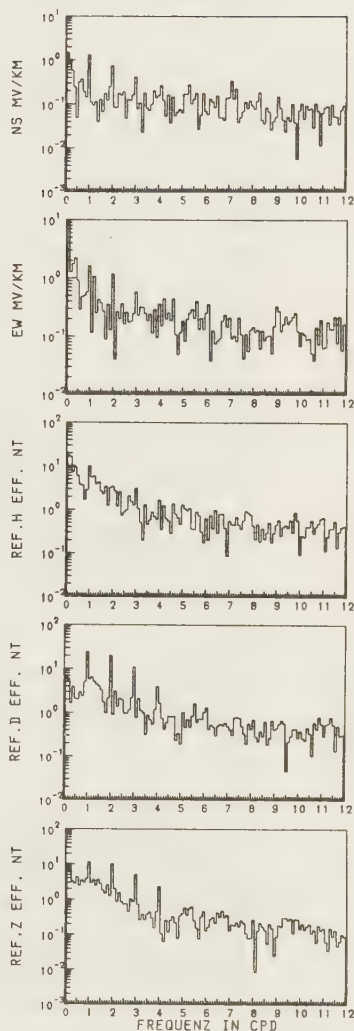
NS, EW (ARN, GRF, HON oder ERL)

H, D (FFB)

H, D (NIE)



a)



b)

Abb. A3.2.2: Beispiele für Energie-Spektren der Einzel-Intervalle der Länge 10 Tage (Auflösung 0.1 cpd).

a) Effektive Amplituden in NS, EW, H(FFB), D(FFB) und Z(FFB) für Intervall-Nr. 220003/2 bei GRF

b) Effektive Amplituden in NS, EW, H(FFB), D(FFB) und Z(FFB) für Intervall-Nr. 220004/1 bei GRF

ist die jeweilige Sq-Harmonische weggelassen worden; an ihrer Stelle aber wurde ein aus den 8 restlichen Fourier-Koeffizienten zwischen 0.5 und 1.4 cpd (bzw. 1.5 und 2.4 cpd, 2.5 und 3.4 cpd, 3.5 und 4.4 cpd) arithmetisch gemittelter komplexer Ersatzwert eingesetzt. Dieses Verfahren stabilisiert nicht nur die Schwerpunktslage im komplexen Vektogramm sondern auch die nachfolgenden Ausgleichsrechnungen der Auswertung.

Die folgenden Abbildungen A3.2.3 bis A3.2.5 zeigen Beispiele für erzeugte Kontinua im langperiodischen Spektrum und stellen sie den ursprünglichen Registrierungen gegenüber.

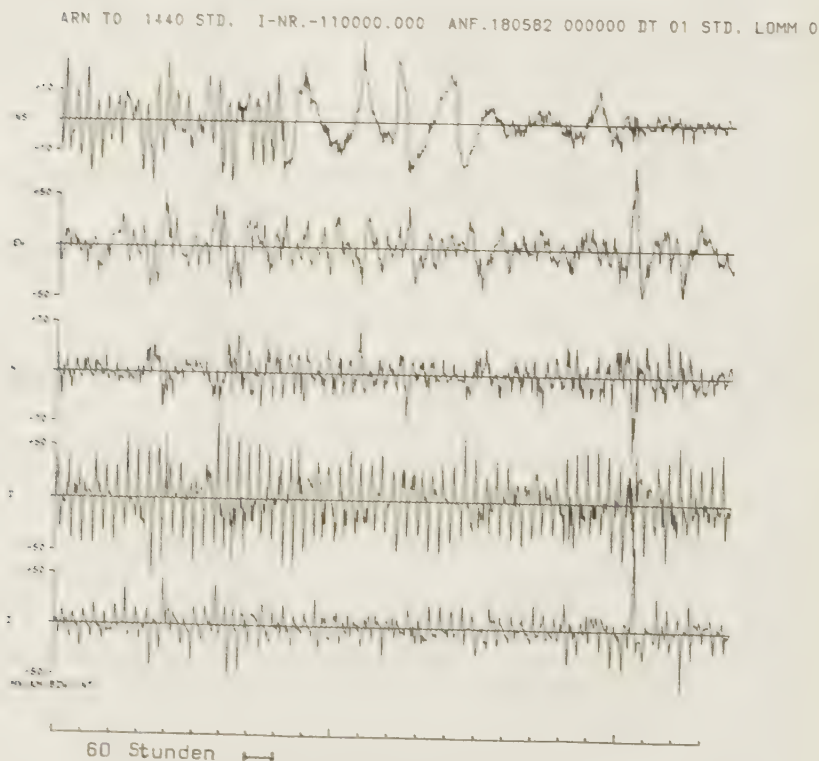


Abb. A3.2.3: Erzeugung des Sq-Kontinuums, Station ARN

a) Ursprüngliche Registrierung der Länge 1440 Stunden
mit den Sq-Harmonischen

ARNCON TO 1440 STD. I-NR.-110000.000 ANF.180582 000000 DT 01 STD. LOMM 0

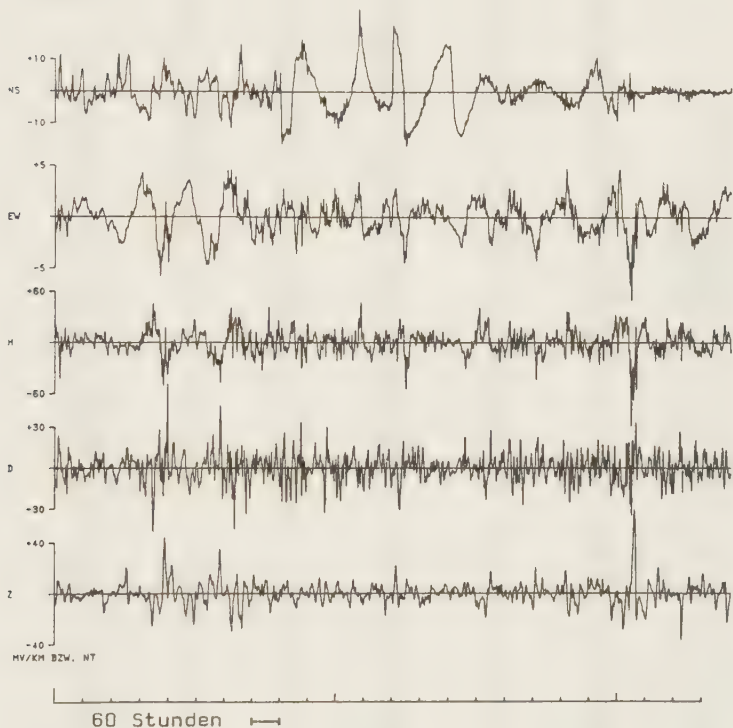


Abb. A3.2.3: Erzeugung des Sq-Kontinuums, Station ARN

b) Synthetisiertes Kontinuum der Länge 1440 Stunden
ohne die Sq-Harmonischen

Gegenüber der Abb. A3.2.3 a) stellt sich eine
generelle Verkleinerung der Amplituden in tellu-
rischem und erdmagnetischem Feld ein, wie sie
aus A3.2.1 und A3.2.2 bereits zu erwarten waren.
Ähnliche Beobachtungen macht man auch in den
folgenden Abbildungen A2.3.4 und A2.3.5.

HON TO 3600 STD. I-NR.-330000.000 ANF.170282 000000 DT 01 STD. LOHN 0

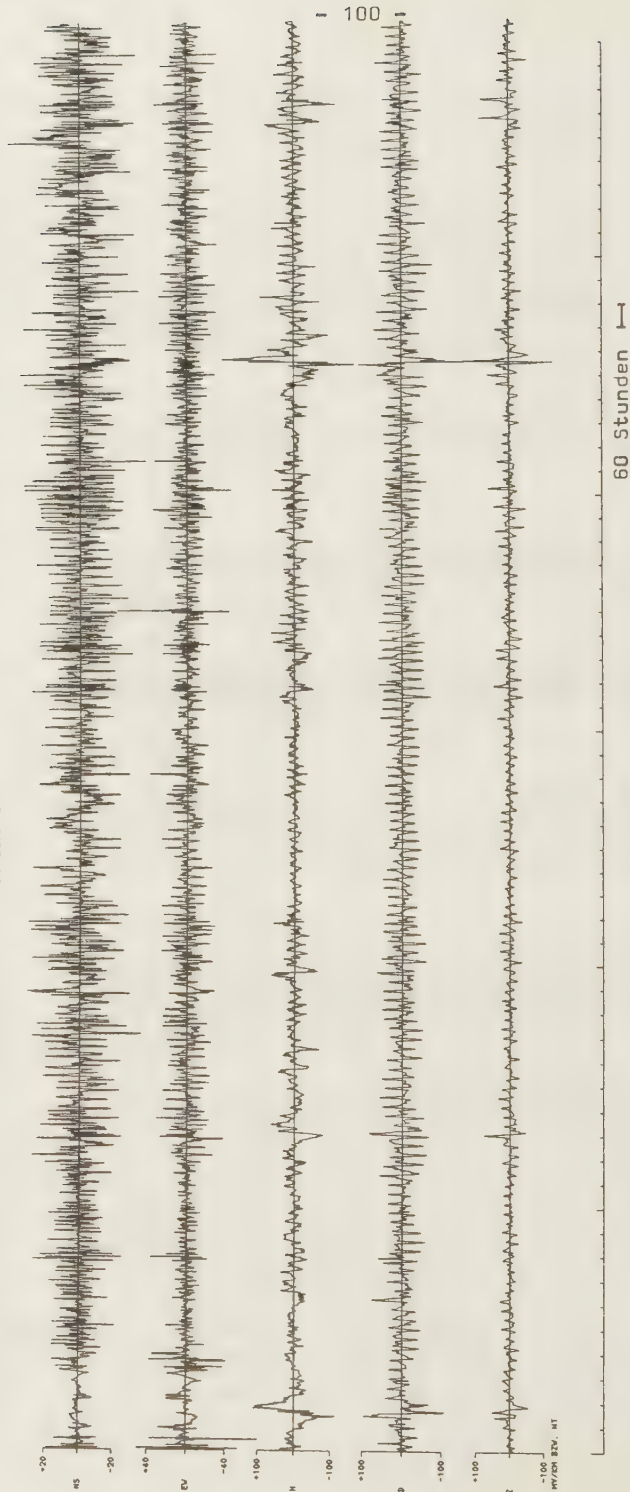


Abb. A3.2.4: Erzeugung des Sq-Kontinuums, Station HON

a) Ursprüngliche Registrierung der Länge 3600 Stunden mit den Sq-Harmonischen

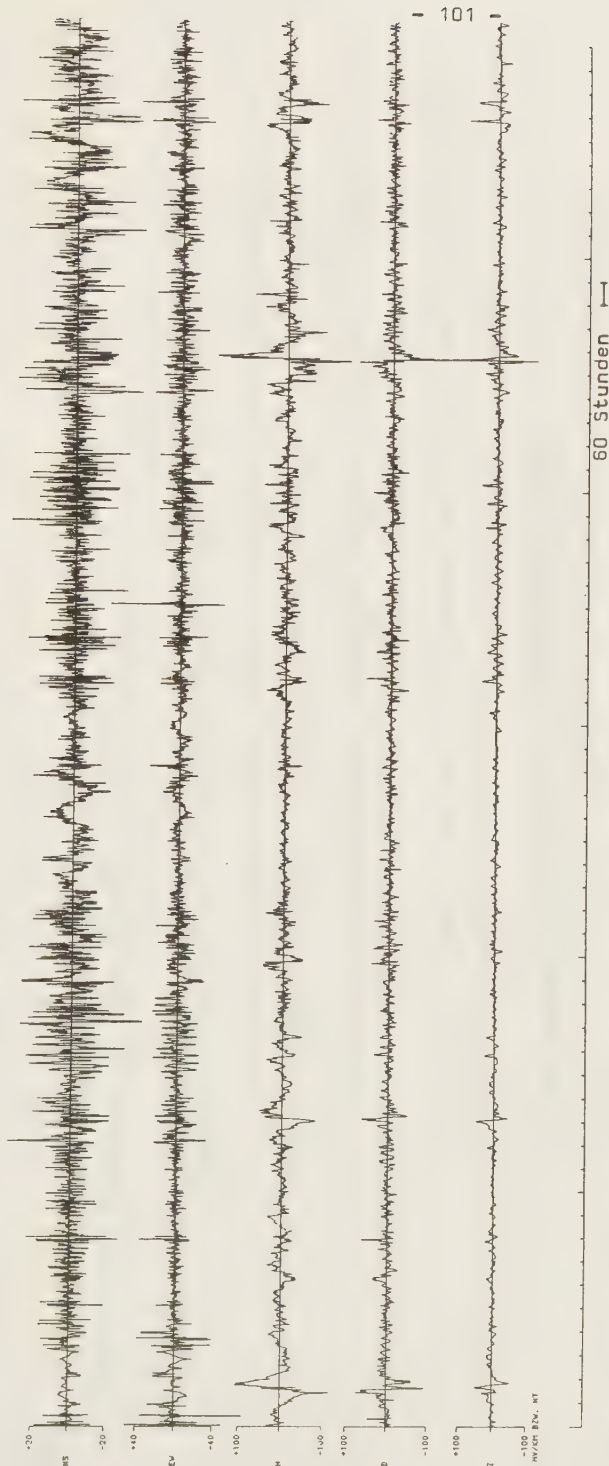


Abb. A3.2.4: Erzeugung des Sq-Kontinuums, Station HON

b) Synthetisiertes Kontinuum der Länge 3600 Stunden ohne die Sq-Harmonischen

ERL TO 2880 STD, 1-NR.-SS0000.000 ANF.240282 000000 DT 01 STD, LOMM 0



Abb. A3.2.5: Erzeugung des Sq-Kontinuums, Station ERL

a) Ursprüngliche Registrierung der Länge 2480 Stunden mit den Sq-Harmonischen

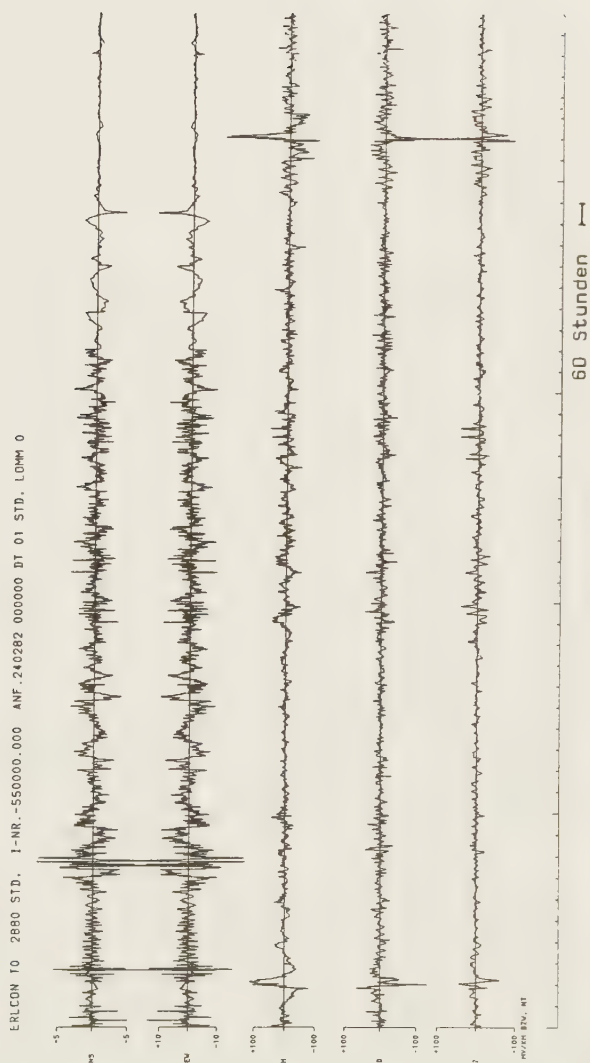


Abb. A3.2.5: Erzeugung des Sq-Kontinuums, Station ERL

b) Synthetisiertes Kontinuum der Länge 2880 Stunden ohne die Sq-Harmonischen

3.3. Zeitliche Persistenz und räumliche Variation magnetischer Übertragungsfunktionen

Zu einer Untersuchung der räumlichen Variation der magnetischen Verzerrung im langperiodischen Spektrum kann auch der Bezug von Stationswerten auf die Werte einer Basisstation herangezogen werden (z.B. Rokityansky, 1982); die magnetische Verzerrungsmatrix $\underline{U}'$ wird nicht mehr als lineare Übertragung eines normalen Magnetfeldes sondern des Feldes einer Basisstation auf ein lokales Magnetfeld verstanden. Ohne weitere Annahmen ergibt sich daraus ein Bild der frequenzabhängigen lokalen Abweichungen von der Basisstation.

In Abb. A3.3.1 ist für das aus A2.3.2 bekannte 10-tägige Intervall der Magnetfeld-Registrierungen an 8 mitteleuropäischen Stationen mit FFB als Basisstation die Matrix $\underline{U}'$ berechnet worden; dargestellt sind die Spur-Elemente von $\underline{U}'$ - also $H/H_{FFB}(0)$ und $D/D_{FFB}(\Delta)$ - an den 7 Stationen WLN, BRS, NIE, DOU, MEL, GRF und HON (A3.3.1 a-g) in Betrag und Phase. Die Ausgleichsrechnung erfolgte zentrisch um die Sq-Harmonischen herum in Frequenz-Intervallen von 1 cpd Bandbreite.

Die Übertragungsfunktionen erfüllen als fast reelle Zahlen zunächst einmal die Erwartung, die an zeitunabhängige Größen gestellt werden muß (Phase $0 \pm k\pi$, $k=0,1,2,\dots$); eine Ausnahme bildet die 1. Sq-Harmonische an fast allen Stationen in beiden Komponenten. Diese Ausnahme gilt auch für die Beträge, wo wir bei unverzerrter räumlicher Struktur der Felder Werte um Eins erwarten. Auffallend ist die stark frequenzabhängige Abweichung von H_{BRS} und H_{WLN} . Die H-Komponenten scheinen räumlich variabler zu sein als die homogenen D-Komponenten.

Zur leichteren Orientierung in den Abbildungen der folgenden Abschnitte, in denen statt Frequenzskalen oft Periodenskalen verwendet werden, gibt Tabelle T3.3.1 einen Zusammenhang zwischen den Frequenzen und Perioden der Sq-Harmonischen.

1	cpd	2	cpd	3	cpd	4	cpd	5	cpd	6	cpd
86400	sek	43200	sek	28800	sek	21600	sek	17280	sek	14400	sek
7	cpd	8	cpd	9	cpd	10	cpd	11	cpd	12	cpd
12343	sek	10800	sek	9600	sek	8640	sek	7855	sek	7200	sek

Tab. T3.3.1: Frequenzen und Perioden der Sq-Harmonischen

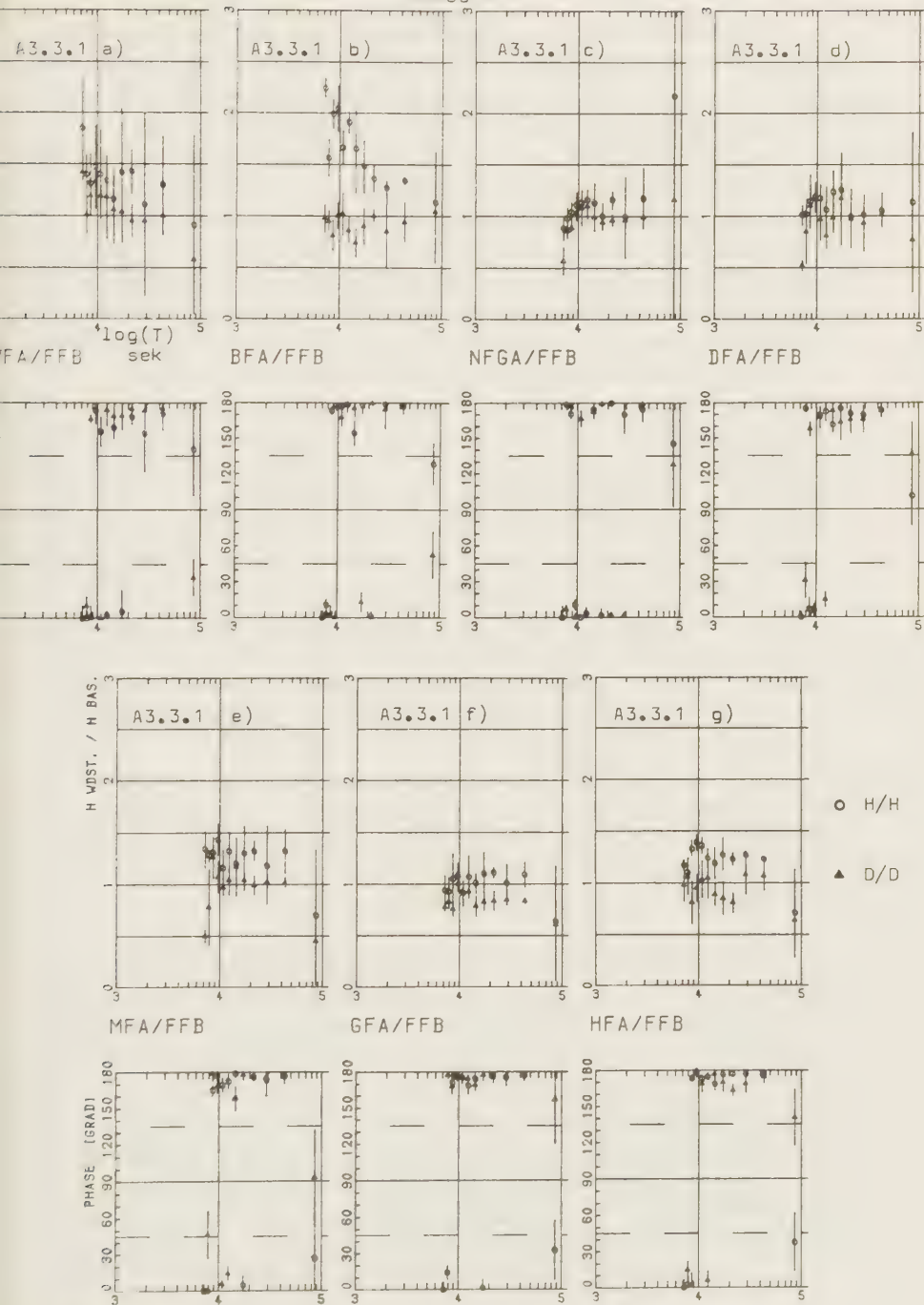


Abb. A3.3.1: Magnetische Verzerrungsmatrix $M_{H/H}$ für Sq-Spektrum

Eine magnetische Übertragungsgröße, nämlich der Induktionspfeil, ist durch die komplexwertige Gleichung $Z = A \cdot H + B \cdot D$ bestimmt. In der hier verwendeten Definition handelt es sich um den Schmucker'schen Induktionspfeil, noch genauer gesagt, um den kombinierten, den in-phase- und den out-of-phase-Induktionspfeil nach Schmucker (Meyer, 1982). Man kann zeigen, daß alle diese Pfeile senkrecht zum Streichen eines zweidimensionalen Leitfähigkeits-Kontrastes im Untergrund stehen (Teufel, 1983) und daß insbesondere der kombinierte Schmucker-Pfeil frei ist von singulären Bedingungen, wie sie durch bestimmte Phasenbeziehungen zwischen Z , H und D hervorgerufen werden (Meyer, 1982).

Unter diesem Aspekt stellen die Induktionspfeile der Abbildung A3.3.2 Indikatoren für Streichrichtungen von Leitfähigkeitsgrenzen im Untergrund dar. Allerdings ist zu berücksichtigen, daß keine Trennung in normale und anomale bzw. interne und externe Anteile durchgeführt wurde. Die ersten 4 Sq-Harmonischen werden deshalb stark von der inhomogenen räumlichen Struktur des erdmagnetischen Sq-Variationsfeldes beeinflusst sein.

Die Norddeutsche Leitfähigkeits-Anomalie (siehe A2.3.1) zeichnet sich recht deutlich als etwa EW streichende Induktionsanomalie zwischen den Stationen WIN (nördl. der Anomalie) und BRS und NIE (südl. davon) ab. Überdies scheint die Küstenlage von WIN für 12 cpd bereits Einflüsse der gut leitfähigen Nordsee anzudeuten.

Auffallend ist neben den allgemein südlich gerichteten Induktionspfeilen (Ausnahme WIN) eine an allen Stationen hervortretende rheinische Streichrichtung zwischen 5 cpd und 6 cpd. Zwischen 6 cpd und 12 cpd herrschen etwa variskische Streichrichtungen im leitfähigen Untergrund vor.

Diese Beobachtungen werden ergänzt durch die Untersuchung von Betrag und Phase des Z/H' -Quotienten ($H' = H + D$, gültig im Koordinatensystem $x'-y'$, in dem H' maximal korreliert mit Z). Hierbei werden die größten Beträge und die kleinsten Phasen im Bereich der größten lateralen Leitfähigkeits-Gradienten im Untergrund erwartet.

In Abbildung A3.3.3 zeigen sich lokale Minima des Betrages für 9 cpd und 7 cpd (weniger deutlich bei HON und DOU) und lokale Maxima für 8 cpd (nicht bei HON) und 3 cpd (bei WIN und BRS größer 1), letztere nehmen von N nach S ab (Ausnahme GRF).

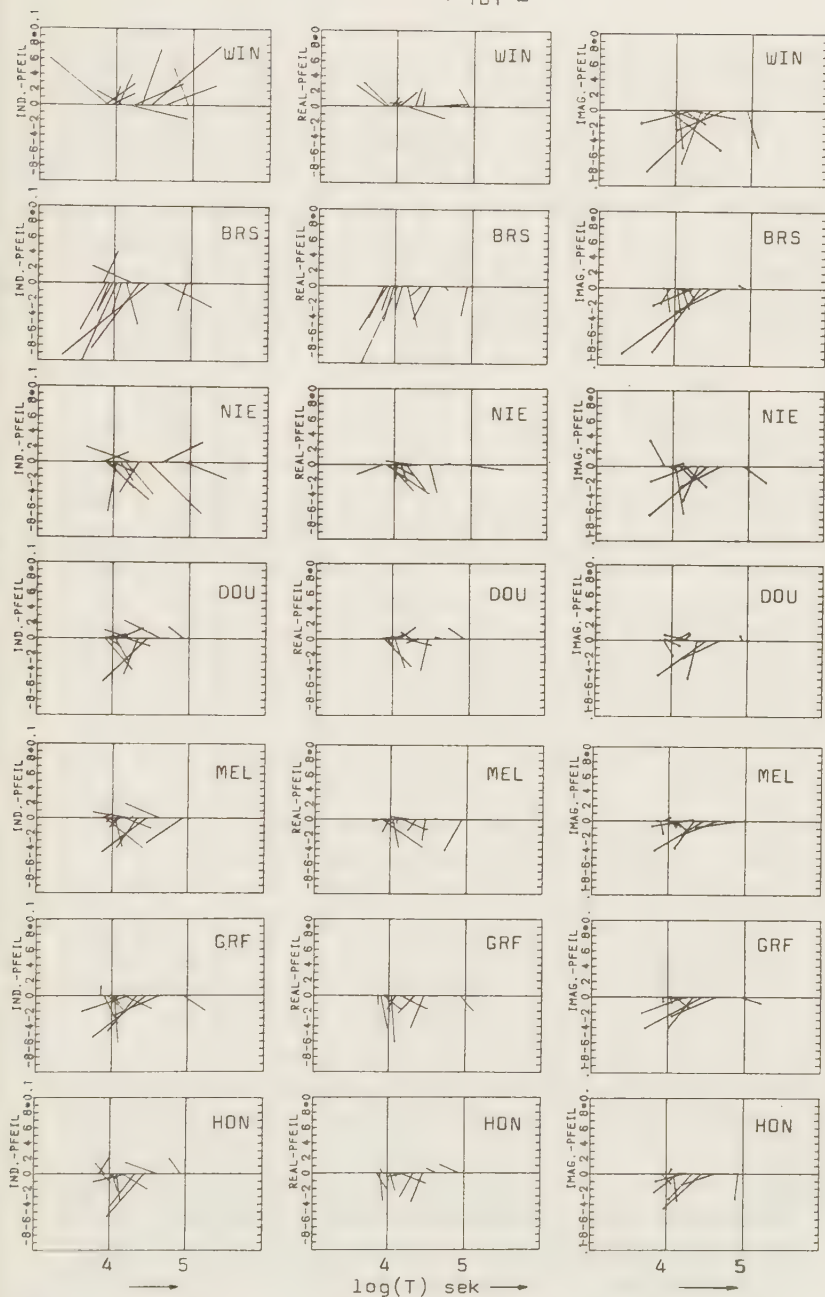


Abb. A3.3.2: Induktionspfeile für die Sq-Harmonischen

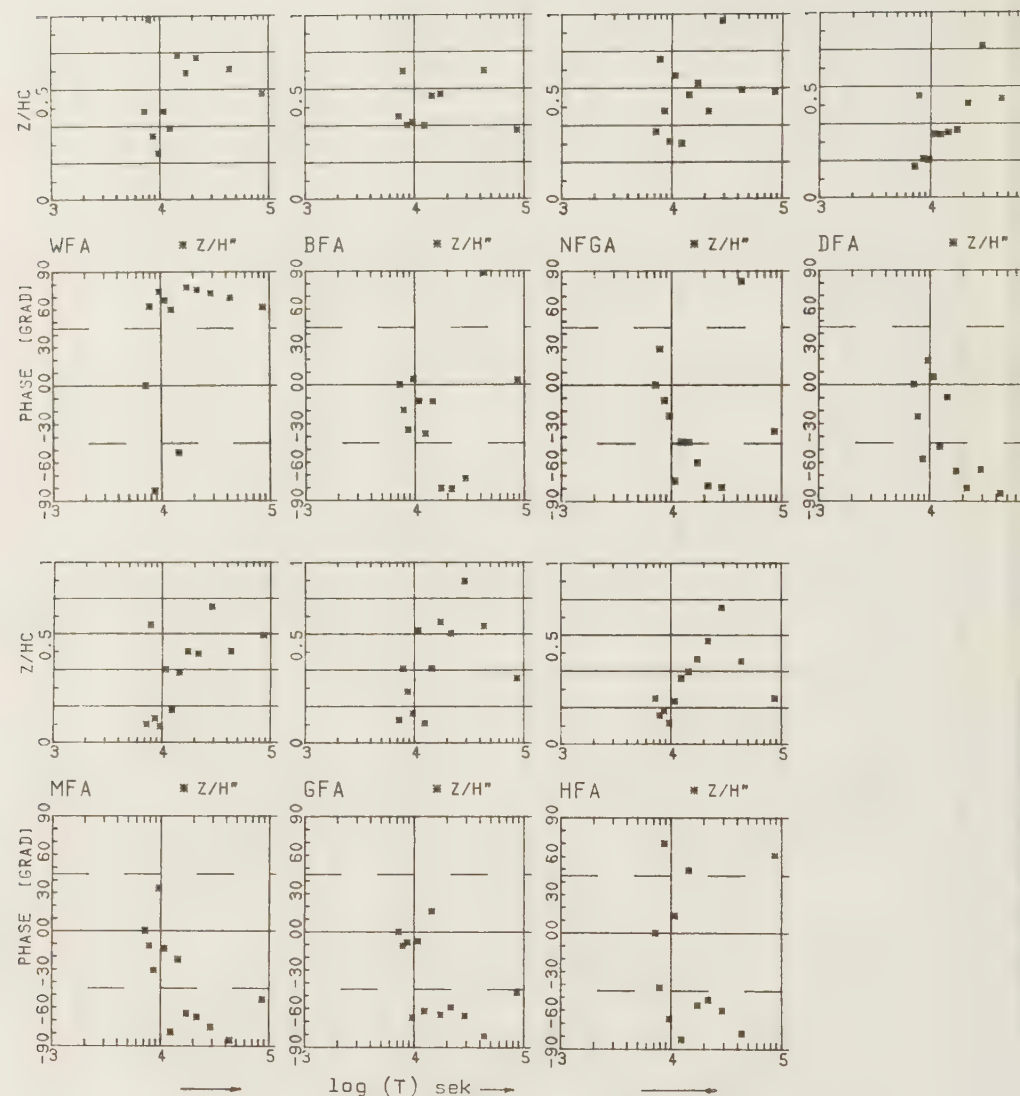


Abb. A3.3.3: Verhältnis der Vertikalkomponente des erdmagnetischen Feldes zu der zu ihr maximal linear korrelierten Horizontalkomponente des Erdmagnetfeldes in Betrag und Phase.

Eine in diesem Zusammenhang interessante Frage ist die nach der zeitlichen Persistenz der in diesem Abschnitt besprochenen Übertragungsfunktionen für die Komponenten des Erdmagnetfeldes.

Die Abb. A3.3.4 zeigt, wie sich die Übertragungsfunktion Z/H'' an der Station FFB, berechnet auf den Sq-Spektrallinien (im Gegensatz zur bisherigen Einbeziehung des Sq-Kontinuums) aus jeweils 30 Tagen eines Monats, für 7 aufeinander folgende Monate des Jahres 1982 ändert. In Abb. A3.3.5 ist die zeitliche Änderung der Induktionspfeile für FFB im gleichen Zeitraum dargestellt.

Für die ersten 4 Sq-Harmonischen zeigen sich in Betrag und Phase leichte Änderungen, die noch untersucht werden. Der Monat Juli erscheint als relativ stark abweichend sowohl bei den Induktionspfeilen als auch beim Z/H'' -Quotienten. Maxima und Minima im Z/H'' -Quotienten zwischen 5 cpd und 12 cpd lassen sich wegen ihres zeitabhängigen Auftretens kaum mehr eindeutig den inneren Anteilen der erdmagnetischen Komponenten und damit dem Untergrund zuordnen. Jedoch scheinen sich ein Minimum (im Bereich zwischen 7 cpd und 10 cpd) für den Betrag und ein Maximum für die Phase im gleichen Bereich durch alle untersuchten Zeiten hindurch verfolgen zu lassen. Ein zweites Phasenminimum stellt sich zwischen 3 cpd und 5 cpd ein.

Eine Zusammenstellung der Übertragungsfunktionen für die 2. bis 4. Sq-Harmonische an den Observatorien FFB, WIN, DOU und NIE für die Monate März bis September 1982 enthält Abb. A3.3.6.

Dargestellt sind die kombinierten Schmucker-Pfeile, der Betrag und die Phase des Z/H'' -Quotienten. Eine Eigenart der Zeitabhängigkeit fällt besonders für die Werte bei 3 cpd und 4 cpd auf: Vor allem in Betrag und Phase von Z/H'' erscheint eine deutliche Halbjahreswelle, deren Durchgänge gleicher Bewegungsphase etwa zur Zeit der Äquinoxien stattfinden. Die Ursache dieser Zeitabhängigkeit ist nicht näher untersucht worden, jedoch ist sie wahrscheinlich im Zusammenhang mit der durch die Ekliptik bedingte unterschiedliche Lage der Sq-Stromwirbel in Sommer- und Wintermonaten zu sehen. Mit der systematischen zeitlichen Phasenänderung wird man sich spätestens dann auseinandersetzen müssen, wenn die Daten zu Sondierzwecken genutzt werden sollen. Dann gehen auch die im Vergleich zwischen den

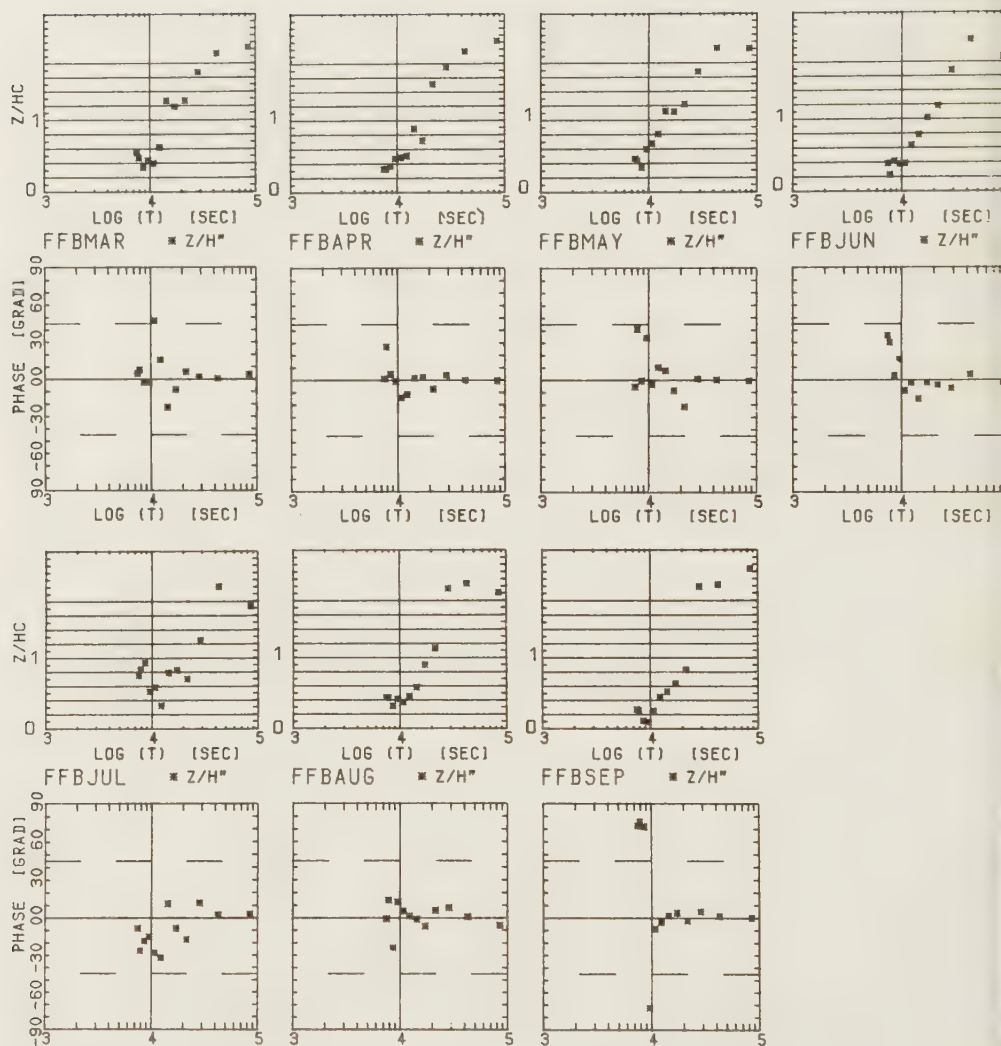


Abb. A3.3.4: Der Z/H' -Quotient an der Station FFB in der Zeit von März bis September 1982 (aus jeweils 30 Tagen auf den Sq-Spektrallinien berechnet)

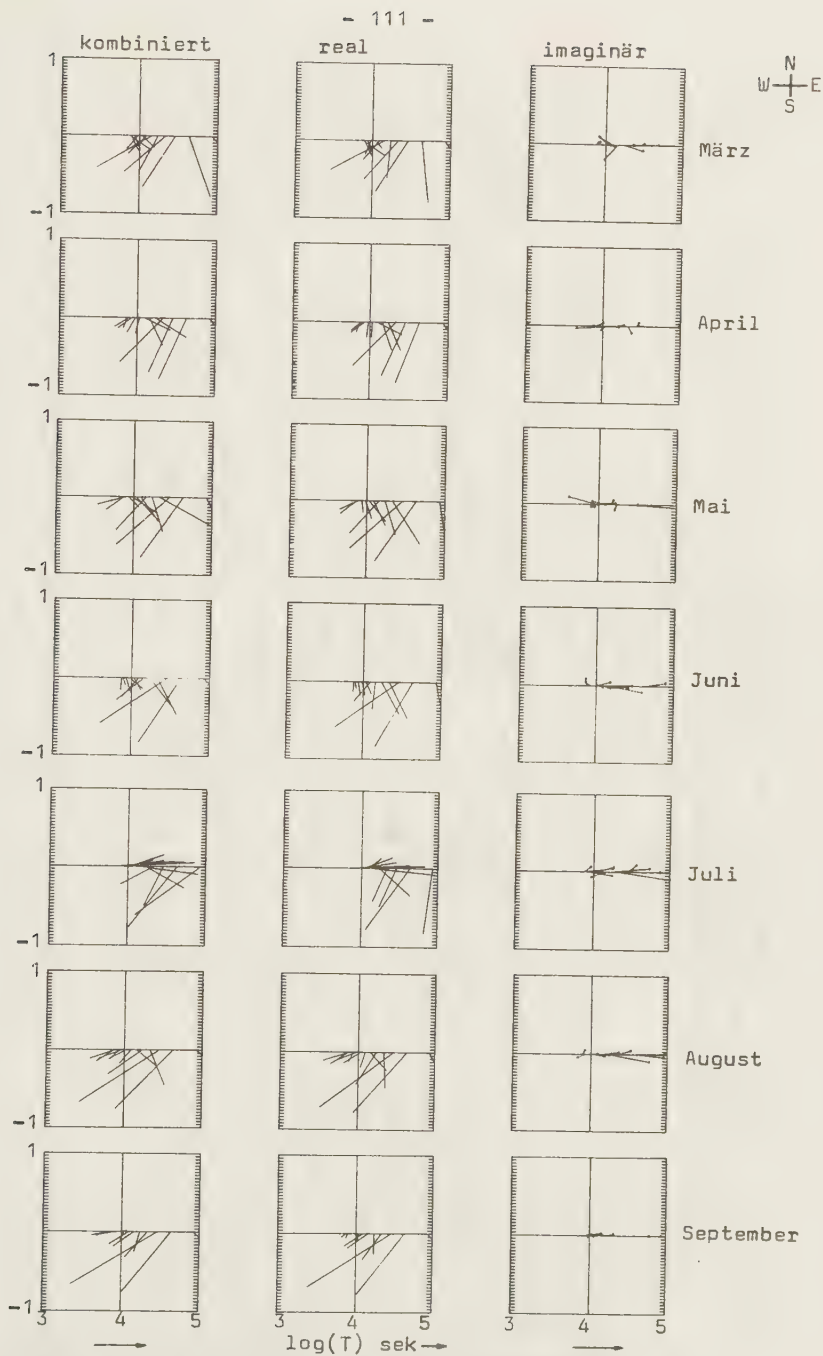
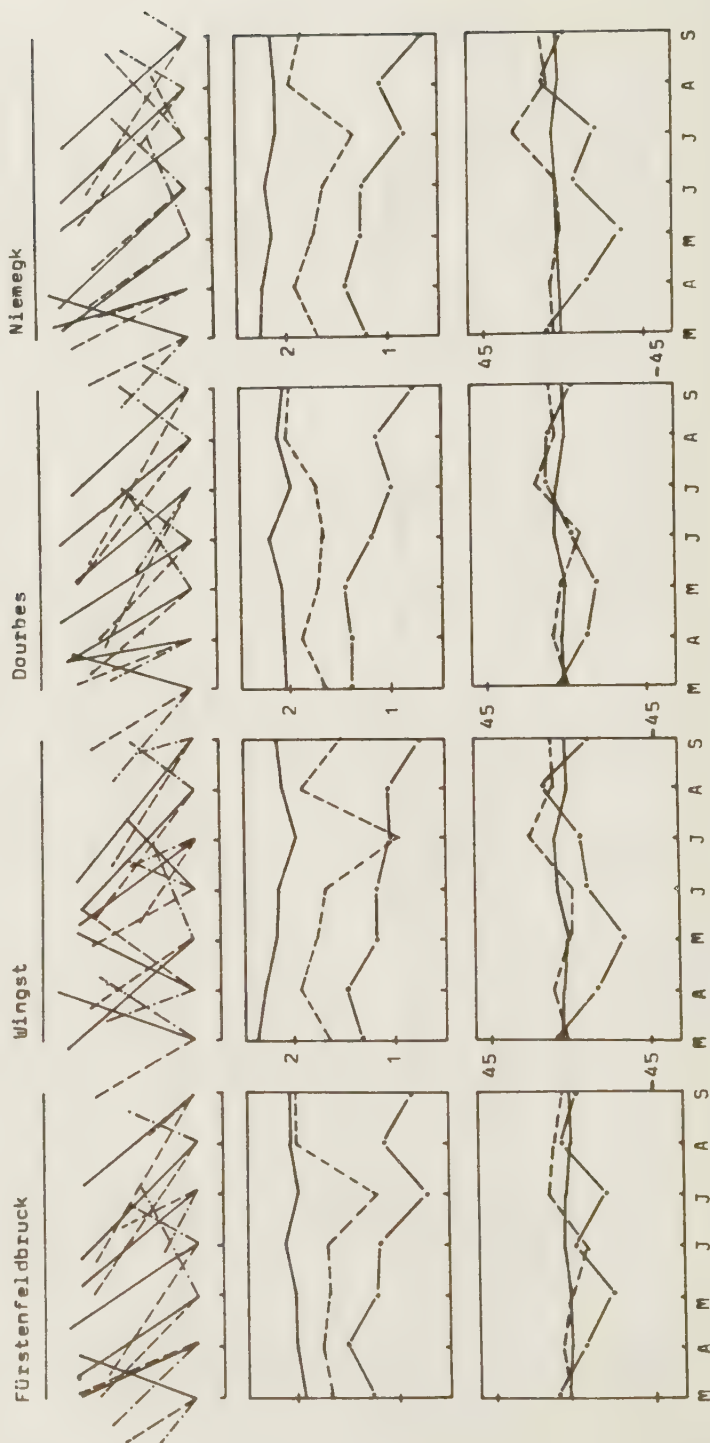


Abb. A3.3.5: Induktionspfeile FFB, März bis September 1982

Abb. A3.3.6: Zeitliche Veränderlichkeit von Induktionspfeil
und Z/H'' -Verhältnis für 7 Monate des Jahres 1982
für die Sq-Frequenzen 2 cpd, 3 cpd und 4 cpd

— 2 cpd
- - - 3 cpd
- · - 4 cpd

S
W + E
N



Observatorien sehr unterschiedlichen Phasengänge mit in die Auswertung ein. Nicht alle Stationsunterschiede treten so klar hervor wie etwa das Fehlen der 3 cpd-Anomalie im Juli bei DOU; z.B. besitzt WIN in der Induktionspfeil-Richtung für 4 cpd und März oder den Betrag von Z/H'' für 4 cpd und Juli ein stark abweichendes Verhalten.

Aus der bisherigen Untersuchung leitet sich die Vermutung ab, daß das zeitlich variable Sq-System, in geringem Maße aber auch die zeitliche Änderung der Raumstruktur des Magnetfeldes zwischen 5 cpd und 12 cpd, sichtbare Einflüsse bei der Bildung magnetischer Übertragungsfunktionen hat. Dementsprechend sollte die Berechnung im Kontinuum die Übertragungsfunktionen von diesen Einflüssen weitgehend frei halten.

Abbildung A3.3.7 zeigt den Z/H'' -Quotienten, berechnet für eine 240-tägige Registrierung der Observatorien WIN, NIE, DOU und FFB in einer Auflösung von 0.1 cpd. Die Spektralwerte überdecken einen Frequenzbereich zwischen 0.025 cpd und 12 cpd, erfassen also Teile des D_{St} -Kontinuums mit. Allen Stationen gemeinsam ist ein Betrags-Minimum im Kontinuum zwischen 4 cpd und 5 cpd. Im Kontinuum zwischen 7 cpd und 1 cpd scheint die Betragskurve in zwei Äste aufzuspalten, die u.U. mit zwei räumlich und kausal völlig verschiedenen Raumstrukturen des Erdmagnetfeldes zusammenhängen. Solche Spektralwerte, die direkt in der Nachbarschaft der Scharfen Sq-Linien liegen ("Sockel-Bereich" in A3.2.1), bilden augenscheinlich den einen Ast, dessen Betragsniveau in der Folge kurz als Sq-Niveau bezeichnet wird. Der zweite Ast besitzt ein deutlich kleineres Kontinuumsniveau. Die beiden Niveaus sind an den Stationen unterschiedlich hoch.

Es gibt also Anzeichen für bestimmte Vorteile der Auswertung im Kontinuum. Auch Verfahren zur Ableitung der induktiven Skalenlänge C_n - z.B. das Gradienten-Verfahren -, sollten im Periodenbereich der ersten 4 Sq-Harmonischen das Kontinuum benutzen. Für das Gradienten-Verfahren benötigt man im allgemeinen mehr als 4 Stationen; bei gleicher Genauigkeit der Bestimmung von C_n erfordert ein enger werdendes Stationsnetz jedoch eine Meßgenauigkeit, die mit ASKANIA-Variographen nicht mehr erfüllt werden konnte. Im folgenden Abschnitt wird deshalb ein anderes Verfahren zur Ableitung von C_n eingeführt.

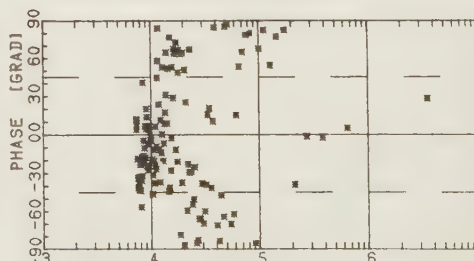
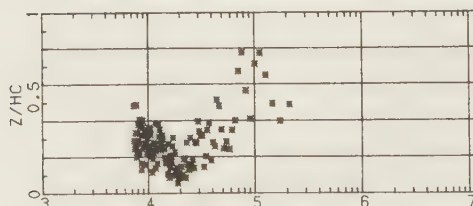
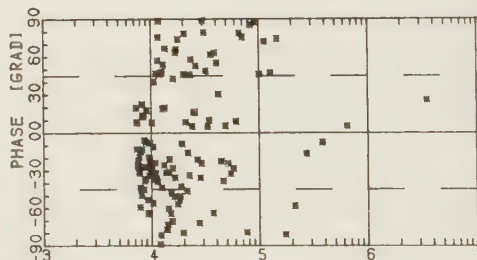
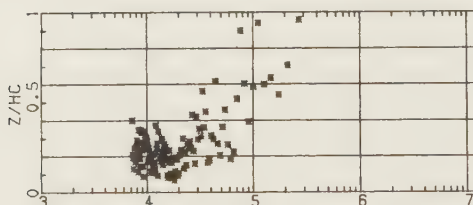
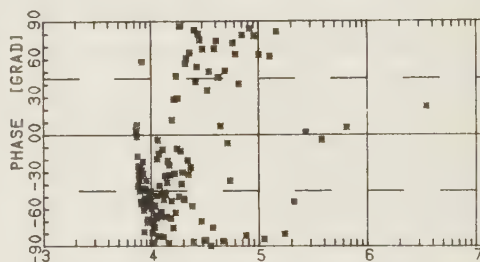
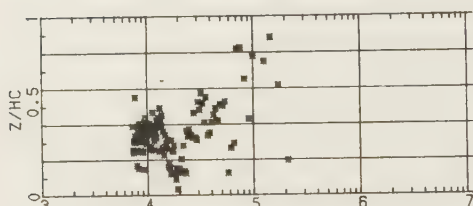
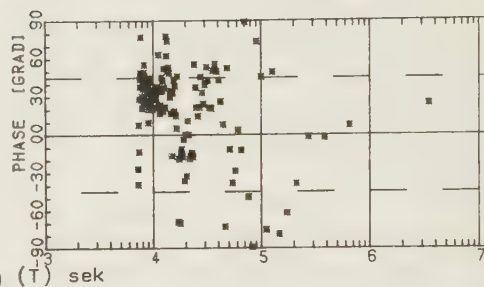
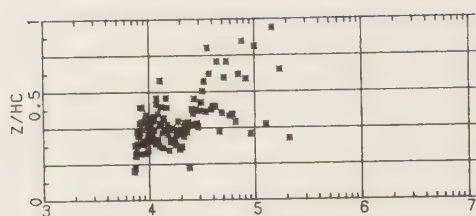


Abb. A3.3.7: Das Z/H' -Verhältnis aus einer 240-tägigen Registrierung (Kontinuum, Auflösung 0.1 cpd)

3.4. Die normale Übertragungsfunktion aus dem Magnetfeld, ausgewertet in "Sq-effektiven" Koordinaten

Für die ersten vier Harmonischen des Sq-Variationsfeldes (1 cpd - 4 cpd) gilt die quastationäre Näherung G1.11b nicht. Zur raum-zeitlichen Analyse des Sq-Quellenfeldes führt Schmucker (1974, S.313f) die sogenannten "Sq-effektiven" Koordinaten ein. Eine Vorschrift für die Transformation der geographischen Koordinaten in Sq-effektive Koordinaten leitet sich aus den in geographischen Koordinaten gemessenen Feldkomponenten ab.

Wegen der gleichen Periodizität und der ähnlichen Abhängigkeit von geographischer Länge und Breite ungestörter Sq- und gestörter S_q -Variationen ist eine einfache Trennung dieser tagesperiodischen erdmagnetischen Phänomene nicht möglich. Allgemein wird daher empfohlen (z.B. Schmucker, 1974 oder Wamhoff, 1975), die harmonische Analyse einer zusammenhängenden Folge magnetisch ruhiger Tage vorzunehmen. Während der Äquinoxien wird durch die zum Äquator spiegelsymmetrischen Stromsysteme in der Ionosphäre der Nord- und Südhalbkugel eine Darstellung des Sq-Variationsfeldes weiter vereinfacht. Sei das komplexwertige Feldpotential für die m-te Harmonische des Sq-Ganges:

$$V_m(r, \theta, \lambda) = \sum_{n=0}^{\infty} V_n^m P_{m+n}^m e^{im\lambda}$$

Es wird als Reihe zugeordneter Kugelfunktionen n-ter Ordnung gebildet. Dabei sind

$\theta = 90^\circ -$ geographische Breite, = geogr. Kobreite

λ = geographische Länge

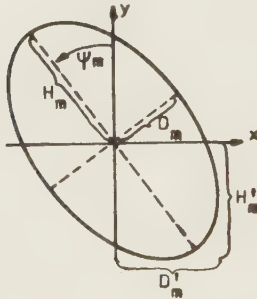
Als Potentialgradient von V_m erhält man den Sq-Feldvektor:

$$\begin{aligned} \vec{F}_m(\vec{r}) &= \begin{pmatrix} H_m \\ D_m \\ Z_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \partial V_m / (a \cdot \partial \theta) \\ \partial V_m / (a \cdot \sin \theta \partial \lambda) \\ \partial V_m / \partial r \end{pmatrix} = \\ &= \begin{pmatrix} \sin^{m-1}(\theta) (m \cdot \cos^2 \theta - \sin^2 \theta) \\ -i m \sin^{m-1}(\theta) \cdot \cos \theta \\ n(n+1) \cdot \sin^m \theta \cdot \cos \theta \cdot C_m / a \end{pmatrix} \cdot q_m \cdot \frac{V_{m+1}^m}{a} \cdot e^{im\lambda} \\ a &= 6371 \text{ km, Erdradius} \\ C_m &= \text{induktive Skalenlänge für m-te Harmonische} \\ q_m &= \text{ein Normierungsfaktor, hier ohne Bedeutung} \end{aligned}$$

Mit G3.4.1 ergibt sich die sogenannte D-H-Beziehung als Quotient:

$$G3.4.2 \quad \frac{D_m}{H_m} = \frac{i m \cos \theta}{m \cdot \cos^2 \theta - \sin^2 \theta} = \frac{i m}{m \cdot \cos \theta - \tan \theta \sin \theta}$$

Dieser Zusammenhang gilt jedoch nur im Koordinatensystem der Hauptachsen der Polarisationsellipse, im geographischen Koordinatensystem dagegen im allgemeinen nicht. Die D-H-Bedingung kann demnach durch die Hauptachsen-Transformation der Polarisationsellipse erzwungen werden. Der Winkel ψ_m , um den die y-Achse (geographisch Nord) in Richtung der Hauptachse bis zur Deckung gedreht werden muß, heißt "Sq-effektive" Nordrichtung.



$$H'_m(t) = H_m \cos(\omega t + \delta_H)$$

$$D'_m(t) = D_m \cos(\omega t + \delta_D)$$

$$\delta_H - \delta_D = \pm \pi/2$$

Abb. A3.4.1: D-H-Bedingung und Hauptachsen-Transformation

Das Achsenverhältnis im ungedrehten Koordinatensystem ist:

$$G3.4.3 \quad \frac{H'_m}{D'_m} = \operatorname{tg} \alpha \quad \text{oder} \quad \alpha = \operatorname{arctg}\left(\frac{H'_m}{D'_m}\right)$$

Weiter gilt:

$$G3.4.4 \quad \operatorname{tg}(2\psi_m) = \operatorname{tg}(2\alpha) \cdot \cos(\delta_H - \delta_D) = \\ = \operatorname{tg}(2 \cdot \operatorname{arctg}(H'_m/D'_m)) \cdot \cos(\delta_H - \delta_D)$$

oder

$$G3.4.5 \quad \psi_m = \operatorname{arctg}(\operatorname{tg}(2 \operatorname{arctg}(H'_m/D'_m)) \cdot \cos(\delta_H - \delta_D))/2$$

(Eindeutigkeit wegen vorgeschriebener Richtung der Drehung)

H'_m , D'_m und $\delta_H - \delta_D$ sind meßbare Größen, aus denen sich folgende Drehvorschrift ableitet:

$$G3.4.6 \quad \begin{aligned} H_m &= H'_m \cdot \cos \psi_m - D'_m \cdot \sin \psi_m \\ D_m &= H'_m \cdot \sin \psi_m + D'_m \cdot \cos \psi_m \end{aligned}$$

Zusammen mit der D-H-Beziehung G3.4.2 besitzt man nun alle Bestimmungsstücke für Θ_m , der Sq-effektiven Kobreite am Ort $\vec{r}$ für die m-te Harmonische des Sq-Feldvektors:

$$G3.4.7 \quad \left| \frac{H_m}{D_m} \right| = \frac{m \cdot \cos^2 \Theta_m - \sin^2 \Theta_m}{m \cdot \cos \Theta_m}$$

Die Substitution von $\sin \Theta_m$ führt auf eine quadratische Gleichung; Resubstitution ergibt zunächst zwei Lösungen:

$$G3.4.8 \quad \Theta_m = \arcsin \left(\left| \frac{H_m}{D_m} \right| \cdot \frac{m}{2m+2} \pm \sqrt{\left(\left| \frac{H_m}{D_m} \right| \cdot \frac{m}{2m+2} \right)^2 + \frac{1}{m+1}} \right)$$

Für bestimmte Sq-effektive Koordinaten wird $H_m = 0$. Solche speziellen Koordinaten haben die Form:

$$(\Theta_{mo}; \psi_{mo}) = (\arcsin(\pm \sqrt{\frac{1}{m+1}}); 0)$$

Sie beschreiben die Lage der ionosphärischen Stromwirbel-Zentren für die m-te Harmonische im neuen Koordinatensystem. Beim Überschreiten dieser Zentren in Richtung Sq-effektiv NS springt die Phase der H-Variation um π .

Gesucht ist jetzt diejenige Lösung für Θ_m , die für die Nordhalbkugel unter Berücksichtigung der Lage zum Wirbelzentrum gilt. Weil für die Nordhalbkugel nur Lösungen $0 < \Theta_m < \pi/2$ in Frage kommen, wird als erstes die negative Wurzel in G3.4.8 ausgeschlossen. Zur Unterscheidung der Vorzeichen nach Auflösung des Absolutbetrages in G3.4.8 berücksichtigen wir weiter, daß

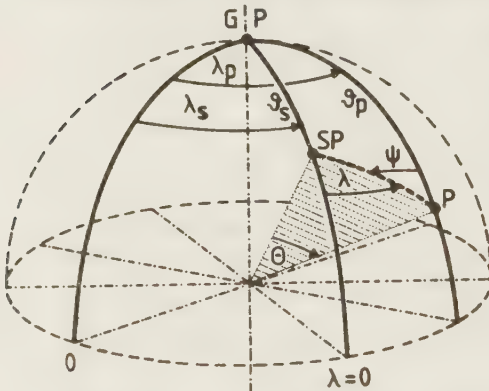
$$\begin{aligned} \text{und} \quad \left| \frac{H_m}{D_m} \right| > 0 & \quad , \text{ wenn } 0 < \Theta_m < \Theta_{mo} \quad (\text{dabei ist } \delta_H = \delta_D + \pi/2) \\ \left| \frac{H_m}{D_m} \right| < 0 & \quad , \text{ wenn } \Theta_{mo} < \Theta_m < \pi/2 \quad (\delta_H = \delta_D - \pi/2) \end{aligned}$$

Hiermit ist auch Θ_m eindeutig bestimmt. Aus den Potentialgradienten kann nun C_m direkt entweder aus dem Z_m/H_m -, dem Z_m/D_m -Verhältnis oder aus beiden zugleich abgeleitet werden.

$$G3.4.9 \quad C_m = \frac{-i m a}{n(n+1) \sin \Theta_m} \frac{Z_m}{D_m} = \frac{(m \cos \Theta_m - \tan \Theta_m \sin \Theta_m) a}{n(n+1) \sin \Theta_m} \frac{Z_m}{H_m}$$

Zur Zeit der Äquinoxien gilt die Näherung $n = m+1$, C_m wird von der Ordnung der zugeordneten Kugelfunktionen n unabhängig. Die Bestimmung der induktiven Skalenlänge C_m für die m-te Sq-Harmonische fällt je nach Analyseintervall sehr unterschiedlich aus. Ein Kriterium zur Prüfung gültiger Voraussetzungen für das Ver-

fahren ist die Prüfung auf eine stabile räumliche Lage des Sq-Poles. Je stabiler die Lage des Sq-Poles an aufeinanderfolgenden Tagen des Analyseintervalles bleibt, desto kleiner ist die Wahrscheinlichkeit, daß Sd-(d = disturbed) oder starke L-Variationen die bekannte symmetrische Struktur des ionosphärischen Stromwirbels stark beeinflussen. Die Kontrolle der Pollage des Sq-Poles in Sq-effektiven Koordinaten hilft deshalb, solche Einzeltage aus der Analyse zu eliminieren, die stark von einer mittleren - für das Analyseintervall charakteristischen - Pol-lage abweichen. Dabei ist die natürliche durch die Ekliptik bedingte jährliche Breitenschwankung zu berücksichtigen; für eine selektive Untersuchung eignen sich deshalb nur Zeitintervalle bis zu einer Länge von ca. 15 - 20 Tagen. Abbildung A3.4.2 faßt noch einmal die relevanten Winkel und Begriffe zusammen.



GP:	Geogr. Pol
SP:	Sq-Pol
P:	Aufpunkt der Feldmessung
(ϑ_p, λ_p) :	geogr. Koord. des Aufpunktes
(ϑ_s, λ_s) :	geogr. Koord. des Sq-Pols
(θ, λ) :	Sq-effekt. Koord. des Aufpunktes
ψ :	Drehwinkel für Hauptachsen-Transformation

Abb. A3.4.2: Sq-effektive Koordinaten auf der Nordhalbkugel der Erde (nach Schmucker, mündl. Mitteilung 1983)

Wegen der Beziehungen in Kugeldreiecken gilt für den Ort des Sq-Poles in geographischen Koordinaten:

$$\begin{aligned} \text{G3.4.10 a) } \vartheta_s &= \arccos (\cos \theta \cdot \cos \vartheta_p + \sin \theta \cdot \sin \vartheta_p \cdot \cos \psi) \\ \text{b) } \lambda_s &= \arcsin \left(\frac{\sin \theta \cdot \sin \psi}{\sin \vartheta_p} \right) - \lambda_p \end{aligned}$$

Die Lösungen sind im Kugelquadranten des Untersuchungsgebietes (Europa östlich Greenwich) eindeutig:

$$\begin{aligned} 0 &< \vartheta_s < \pi/2 \\ -\pi/2 &< \lambda_s < \pi/2 \end{aligned}$$

Die Auswahl sogenannter "magnetisch ruhiger" Tage erfolgte anhand der über drei Stunden gemittelten planetarischen Kennziffer K_p nach Bartels. Diese Kennziffer ist proportional der zeitlichen Änderung der solaren magnetischen Induktionsflußdichte und des Produktes aus Massendichte im solaren Wind und dem Quadrat der Geschwindigkeit des solaren Windes (Matsushita & Campbell, 1967, S. 89); sie gibt die zeitliche Änderung der magnetischen Aktivität gut wieder.

Ausgewählt wurden 4 10-Tages-Intervalle vom 4.4. - 13.4., vom 5.5. - 14.5., vom 1.7. - 10.7. und vom 11.9. - 20.9.1982. Abbildung A3.4.3 stellt am Beispiel des Intervalles der Zeit 4.4. - 13.4.1982 die an den Stationen Wingst und Niemegek ermittelten geographischen Koordinaten des Sq-Poles gegenüber.

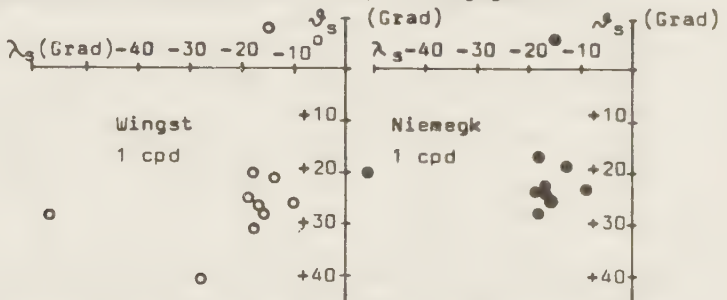


Abb.A3.4.3: Sq-Pol in der Zeit vom 4.4.-13.4.1982 errechnet aus den gemessenen Magnetfeldern an den Observatorien Wingst und Niemegek (Tage mit Pol-"Ausreißern" wurden nicht mit in die Berechnung von C_n einbezogen)

Für jede Harmonische des Sq-Ganges, jeden Tag der 4 Analyse-Intervalle (der noch verbleibenden Tage) und jedes der vier Observatorien Wingst, Niemegek, Dourbes und Fürstenfeldbruck wurde aus den dort gemessenen Magnetfeldkomponenten Z und D die induktive Skalenlänge bestimmt und erste Widerstandsnaherungen für die Tiefe $z^* = \text{Re}(C_n)$ errechnet. Das Verfahren wurde nur auf Zeitreihen angewandt, die vorher durch einen Hochpaß der Abschneidefrequenz 0.75 cpd von störenden Einflüssen des D_{st} -Kontinuums befreit worden waren. Dabei zeigten sich starke Abweichungen von bereits bekannten Werten von Schmucker; Tabelle T3.4.1 gibt einen Überblick über die erzielten Werte und einen Vergleich mit den Daten Schmuckers 1983 (mündliche Mitteilung).

Quelle, Station	Indukt. Skalenl. C_n				Phase φ	G_s	g^*
	Freq	$\text{Re}(C_n)$	$\text{Im}(C_n)$	dC_n	$\pi/2 + \arg(C_n)$	$\omega\mu_0 C ^2$	$2\cos^2\varphi \cdot G_s$
	cpd	(km)			(Altgrad)	(Ohmm)	
Schmucker	1	775	-225	50	74	60	9
1983	2	550	-300	25	61	72	33
13 europ.	3	425	-275	25	57	70	41
Observat.	4	350	-225	50	57	63	37
Observat.	1	469	-280	52	59	27	14
WIN, FFB, NIE	2	410	-324	40	52	50	38
& DOU	3	356	-282	30	52	57	43
0.75 cpd HP	4	349	-331	58	47	84	78
Observat.	1	595	-360	76	59	44	23
WIN, FFB, NIE	2	437	-208	52	65	43	15
& DOU	3	428	-322	36	53	77	56
ohne HP	4	207	-426	53	26	82	132
Observat.	1	522	-545	124	44	52	54
WIN	2	520	-267	106	63	62	26
0.75 cpd HP	3	480	-255	75	62	81	36
	4	489	-312	129	57	123	73
Observat.	1	440	-163	83	70	20	5
DOU	2	341	-372	69	43	47	50
0.75 cpd HP	3	248	-290	54	41	40	46
	4	288	-154	95	62	39	17
Observat.	1	472	-305	106	57	29	17
NIE	2	389	-299	79	53	44	32
0.75 cpd HP	3	344	-293	55	50	56	46
	4	271	-412	122	33	89	125
Observat.	1	438	- 80	83	80	22	1
FFB	2	374	-362	55	46	50	48
0.75 cpd HP	3	361	-290	51	51	36	29
	4	311	-471	102	33	117	165

Tab.T3.4.1: Induktive Skalenlänge C_n abgeleitet aus magnetischen Feldkomponenten mit der Methode Sq-effektiver Koordinaten (WIN = Wingst, FFB = Fürstenfeldbruck, NIE = Niemegek, DOU = Dourbes); $\text{Re}(C_n) = z^*$.

3.5. Erdmagnetische Tiefensondierung und Magnetotellurik im Periodenbereich der Pulsationen und Bays

Die Auswertung der 5-Komponenten-Registrierung im Periodenbereich der Pulsationen und Bays (25 sek - 5000 sek) soll erste Anhaltspunkte für die Leitfähigkeitsstruktur der Kruste an den Einzelstationen erbringen.

Für alle Stationen ist der optimale Impedanztensor als Frequenzfunktion in Phase φ und scheinbarem Widerstand $\mathcal{G}_s$ (proportional zum Betragsquadrat der Nebendiagonal-Elemente des Impedanztensors) berechnet worden. In der Folge werden außerdem auch die zur Optimierung notwendigen Drehwinkel in $\vec{E}$ - und $\vec{H}$ -Feld sowie die Richtung der großen Halbachsen der Schwingungsellipsen in $\vec{E}$ (Vorzugsrichtung) und $\vec{H}$ (Polarisationsellipse) in den optimalen Koordinatensystemen als Funktion der Periode gezeigt. Die Abbildungen A3.5.1 und A3.5.2 zeigen die Magnetotellurik-Ergebnisse bzw. die Tiefensondierungs-Ergebnisse an der Station AARN, die folgenden Abbildungen A3.5.3 bis A3.5.8 die Ergebnisse für die Stationen HHON, HMAR, GGRF, GLIN, GLIL und MHAI.

Allen Stationen gemeinsam ist, daß $\mathcal{G}_s(T)$ und $\varphi(T)$ nicht mit einer eindimensionalen (normalen) Leitfähigkeitsstruktur im Untergrund vereinbar sind; im scheinbaren Widerstand spiegelt sich eine z.T. beträchtliche Anisotropie der Impedanz wider.

Durch die $\mathcal{G}_s$ - und φ -Werte der Station AARN wird eine zweidimensionale Induktionsanomalie beschrieben, die fast genau NW-SE streicht. Insbesondere bei Perioden um 100 sek und 500 sek wird dies durch die Richtung der Induktionspfeile und große Z/H' -Werte unterstrichen. Bei 500 sek hat der Imaginärpfeil einen Nulldurchgang seines Betrages. Der scheinbare Widerstand eines angenommenen Halbraumes (Cagniard-Näherung) überschreitet bei keiner Periode 100 Ohmm, für Perioden größer als 1000 sek beträgt er im Mittel ca. 20 Ohmm. Der Anisotropiefaktor $Z_H/Z_\perp$ (H und $\perp$ bzgl. Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes) erreicht Werte bis etwa 2.

Station HMAR ist typisch für die Umgebung der Station Honhardt (A3.5.3 und A3.5.4). Die scheinbaren Widerstände erreichen dort Werte bis zu 1000 Ohmm, für die längsten Perioden immerhin noch etwa 100 Ohmm. Der stetige scheinbare Widerstand

parallel zur Vorzugsrichtung des tellurischen Feldes $\mathcal{G}_{SII}$ - einer Richtung, auf der die Induktionspfeile etwa senkrecht stehen - wird als EPOLA-Fall identifiziert. $\mathcal{G}_{SII}$ hat ein Maximum bei etwa 250 sek und Minima zwischen 80 sek und 110 sek sowie bei etwa 1200 sek. Ein Minimum bei 30 sek ist vor allem in A3.5.3 b gut zu erkennen. Die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes, welche für kleine Perioden mit den etwa EW streichenden tektonischen Lineamenten an der Oberfläche vereinbar ist, dreht zwischen 70 sek und 200 sek auf N-NW/S-SE-Richtung und verharret dann bis zu längsten Perioden bei Richtungen um EW.

Die charakteristische $\mathcal{G}_S$ -Kurve der Station GGRF (A3.5.5 b) zeigt neben schwachen Neben-Minima bei 30 sek und 70 sek ein gut ausgeprägtes Minimum bei etwa 400 sek. Die tellurische Vorzugsrichtung ist für Perioden bis etwa 100 sek mit der lokalen Streichrichtung des Randes der Juraplatte der Fränkischen Alb identisch und nimmt für lange Perioden (ab etwa 200 sek) allmählich die NW-SE-Richtung an. Der größte scheinbare Widerstand wird an der Station GGRF für 50 sek bis 60 sek mit ca. 300 Ohmm erreicht; für Perioden ab 400 sek aufwärts liegen die Widerstandswerte bei 100 Ohmm. Die in allgemein südlicher Richtung weisenden kombinierten Induktionspfeile haben ihren größten Betrag zwischen 200 und 400 sek; dort hat auch der Imaginärpfeil einen Betrags-Nulldurchgang (A3.5.6).

Das Gebiet um Mellrichstadt (MEL) wird am besten durch die Pulsations-Messungen an der Station MHAI repräsentiert (besonders A3.5.7 b). Die mittlere Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes ist die W-NW/E-SE-Richtung. Der scheinbare Widerstand entlang dieser Richtung $\mathcal{G}_{SII}$ erreicht für etwa 80 sek mit ungefähr 180 Ohmm und für ca. 3000 sek mit 250 - 300 Ohmm relative Maxima. Ein Minimum des EPOLA-Falles stellt sich bei Perioden um 300 sek ein. Der Anisotropiefaktor $\sqrt{\mathcal{G}_{SII} / \mathcal{G}_{SI}}$ wird deutlich größer als 10 und erreicht bei 3000 sek Werte größer als 1000. Die Induktionspfeile weisen für sehr kleine Perioden nach SE, drehen dann aber in südliche Richtung. Den größten Betrag von Z/H'' findet man bei Perioden um 300 sek; sie entsprechen auch den längsten Induktionspfeilen. Nulldurchgänge für den Betrag des Imaginärpfeiles liegen zwischen 30 sek und 40 sek sowie zwischen 400 sek und 500 sek.

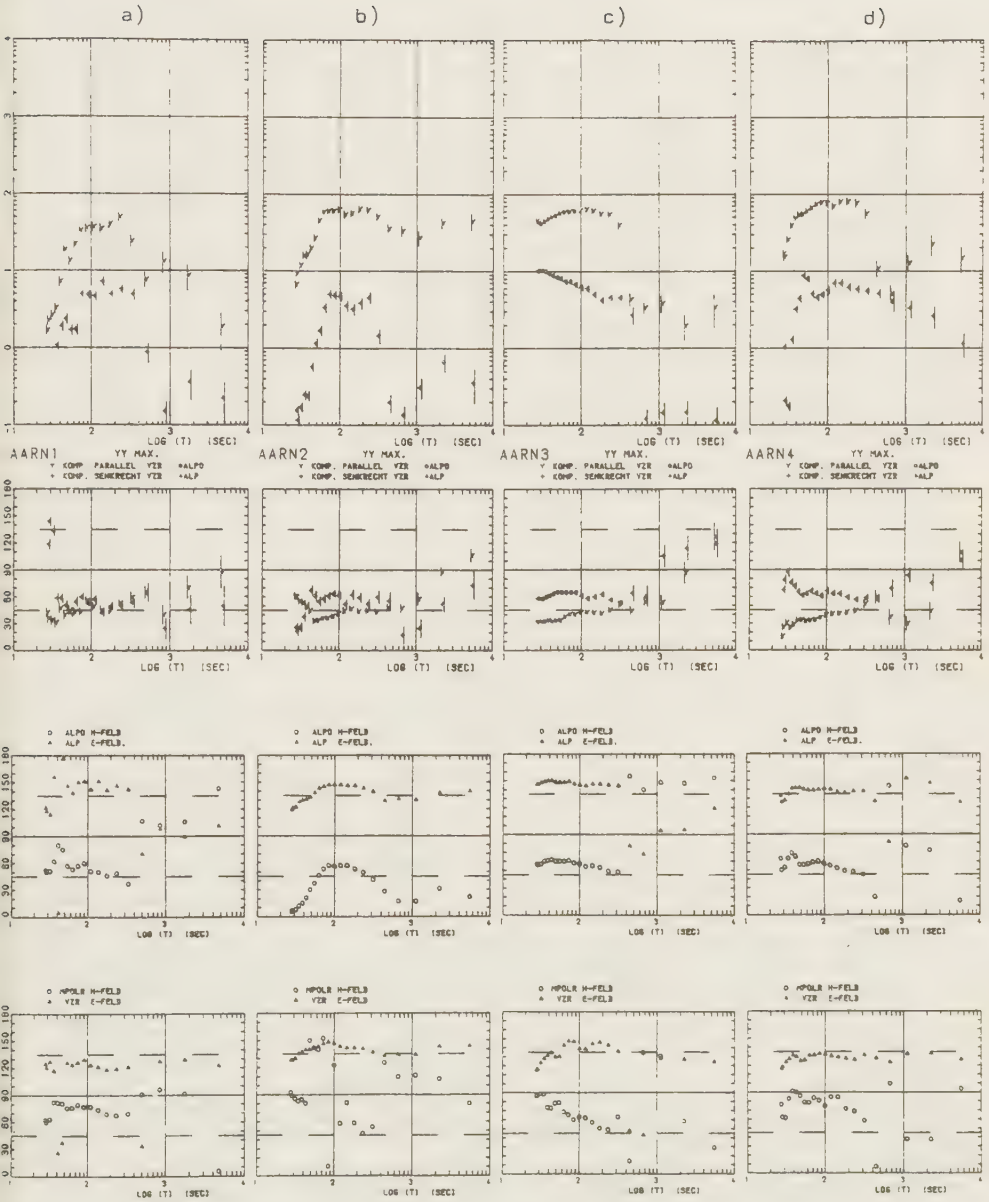


Abb. A3.5.1: Ergebnisse der Magnetotellurik für Pulsationen und Bays an der Station AARN

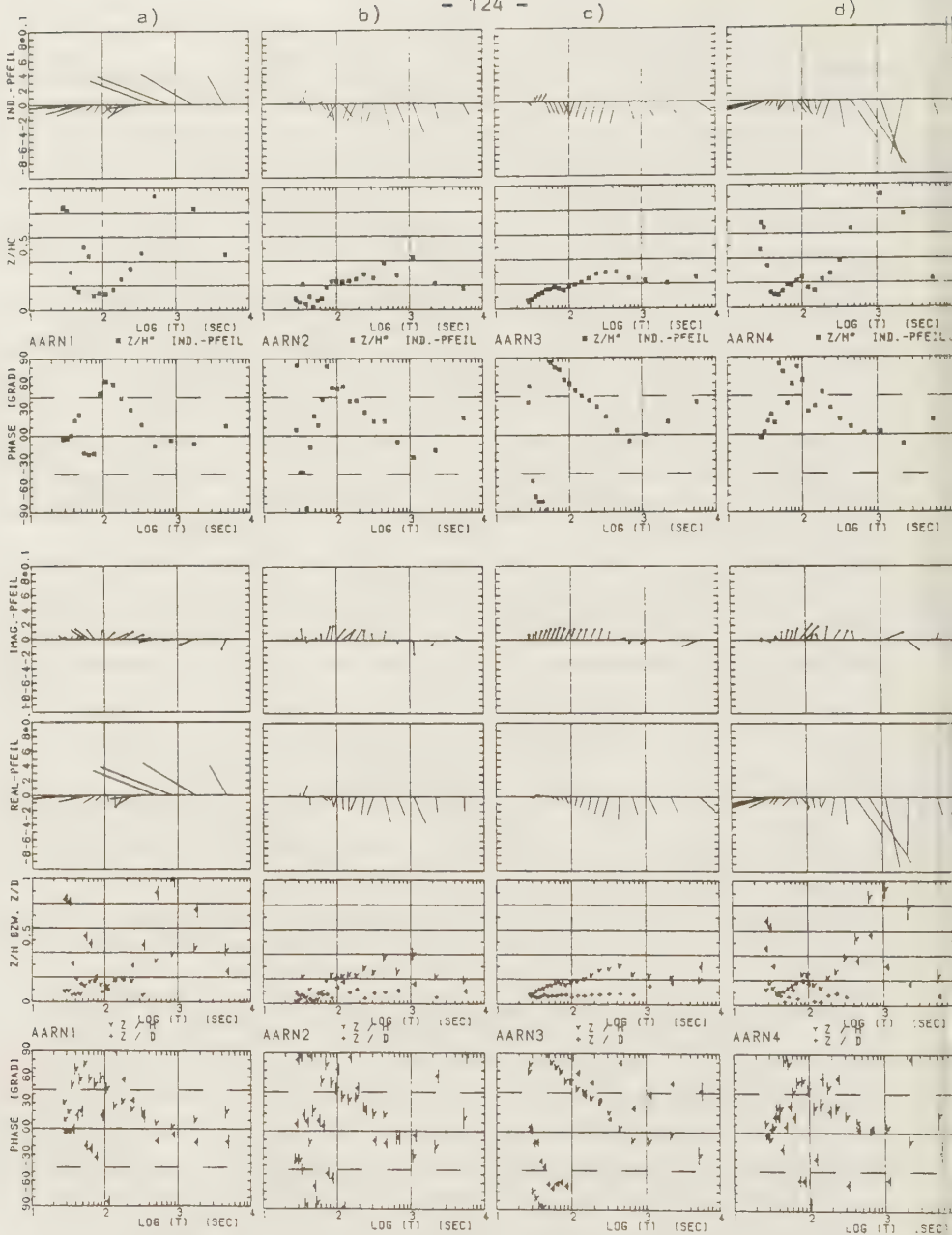


Abb. A3.5.2: Ergebnisse der Erdmagnetischen Tiefensondierung für Pulsationen und Bays an der Station AARN

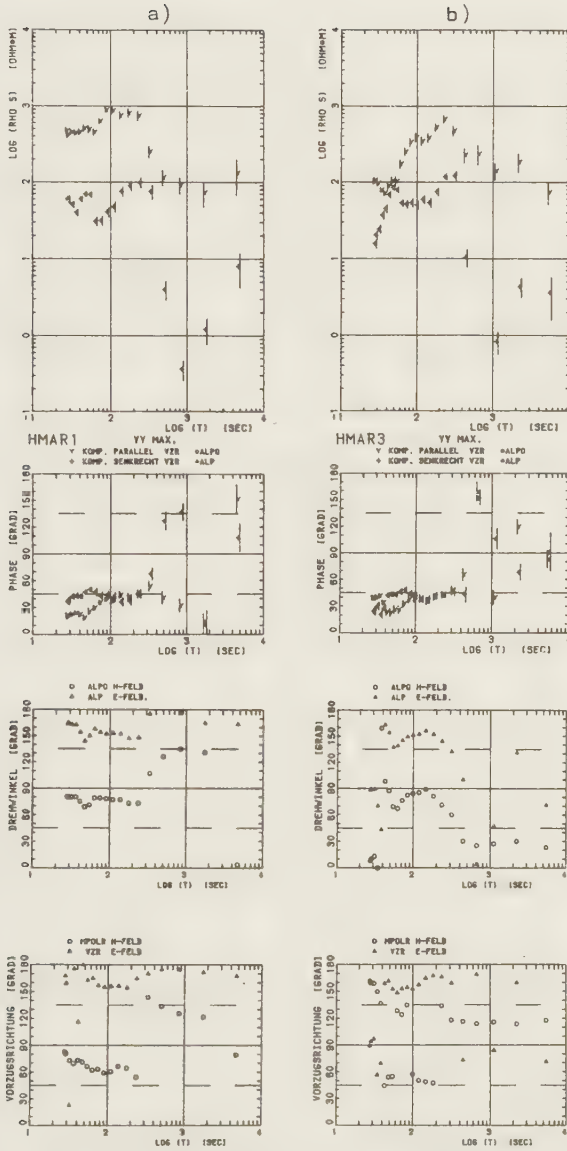


Abb. A3.5.3: Ergebnisse der Magnetotellurik für Pulsationen und Bays an der Station HMAR

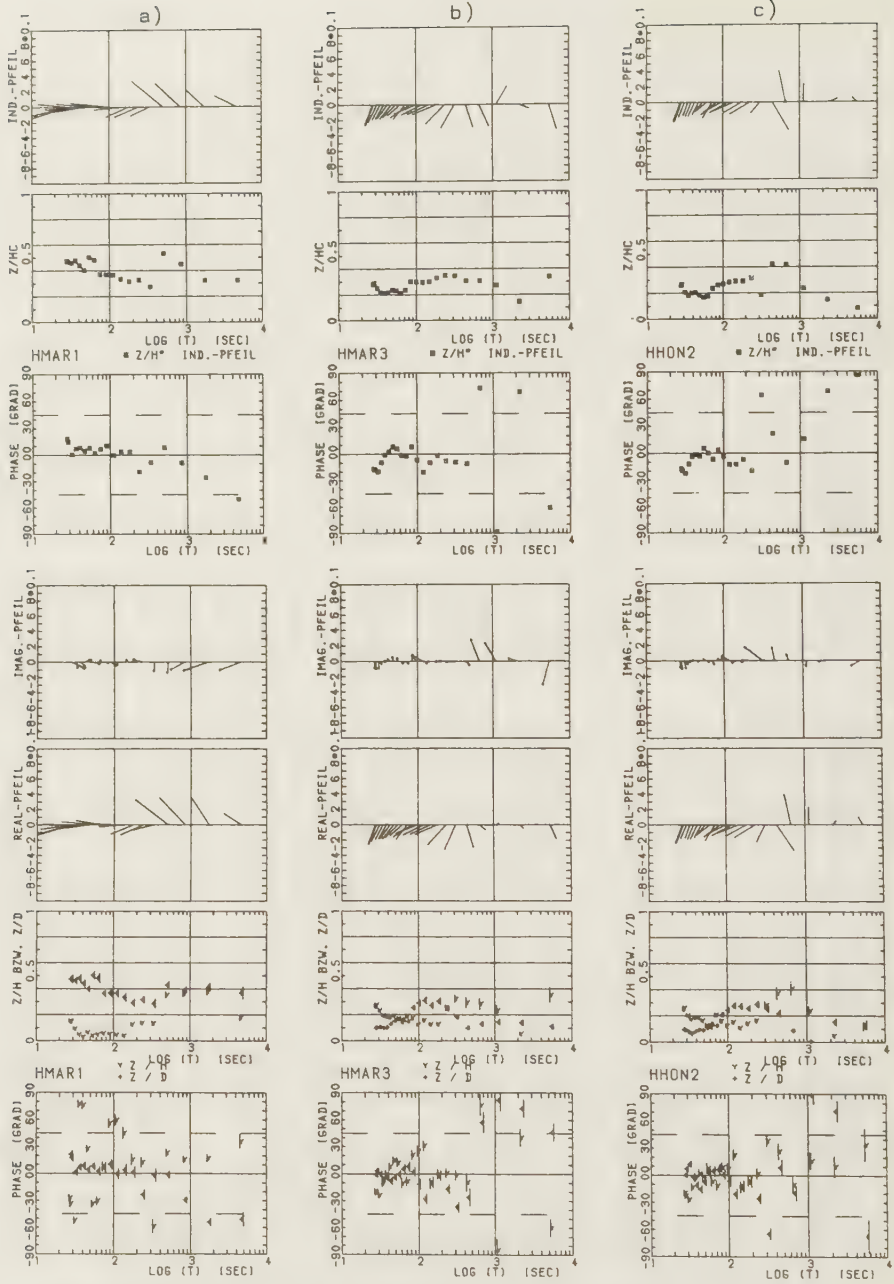


Abb. A3.5.4: Ergebnisse der Erdmagnetischen Tiefensondierung für Pulsationen und Bays an den Stationen HMAR und HHON

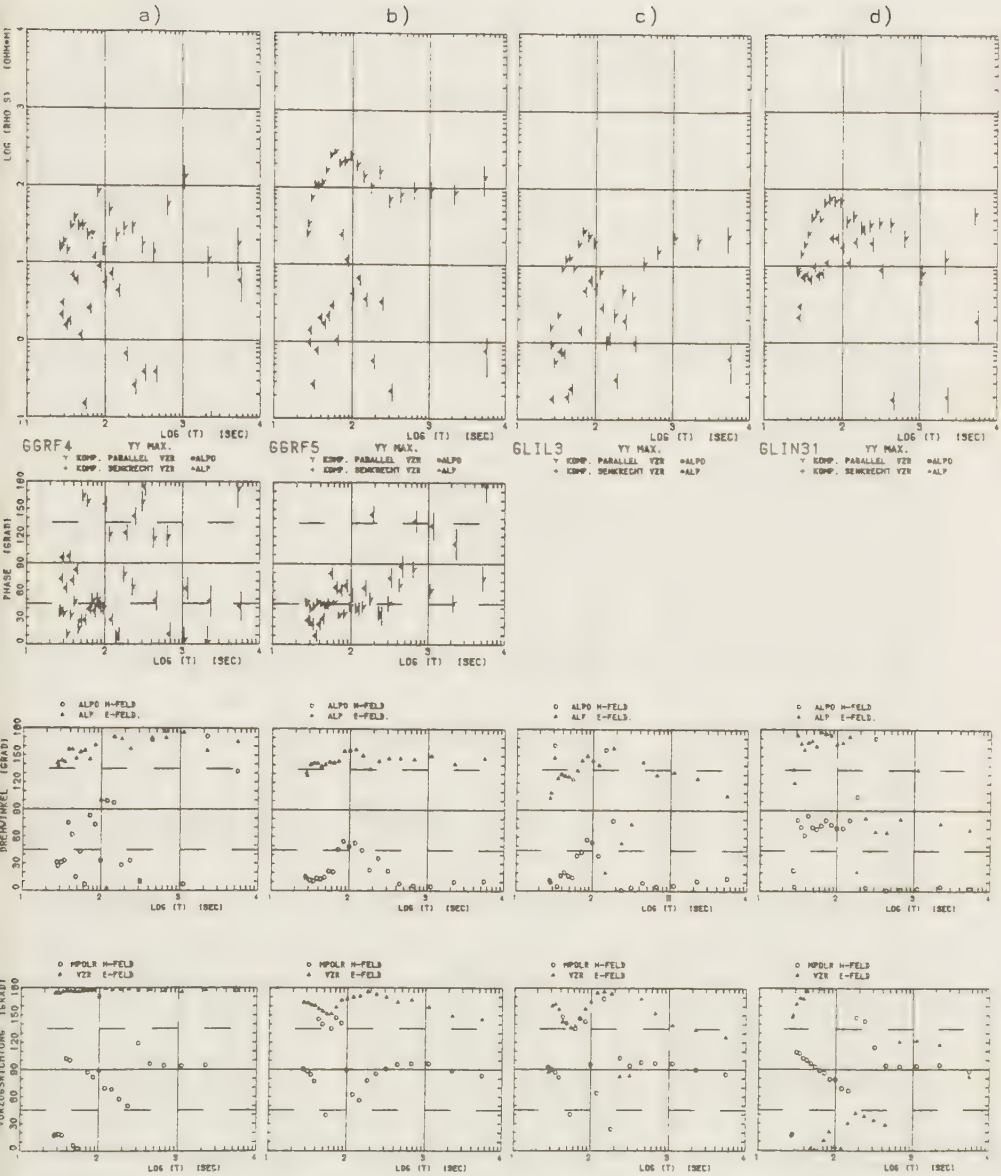


Abb. A3.5.5: Ergebnisse der Magnetotellurik für Pulsationen und Bays an den Stationen GGRF, GLIL und GLIN

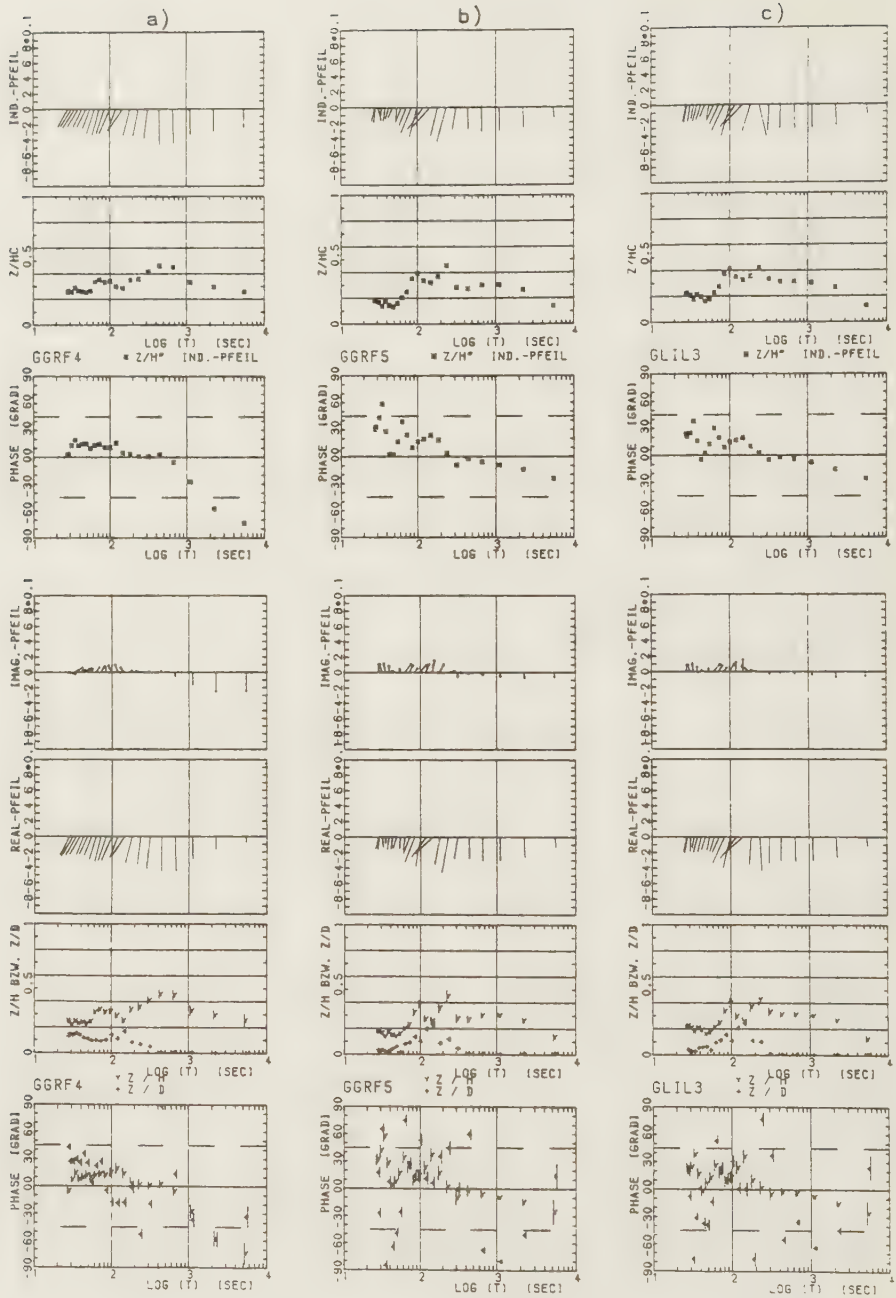


Abb. A3.5.6: Ergebnisse der Erdmagnetischen Tiefsondierung für Pulsationen und Bays an den Stationen GGRF und GLIL

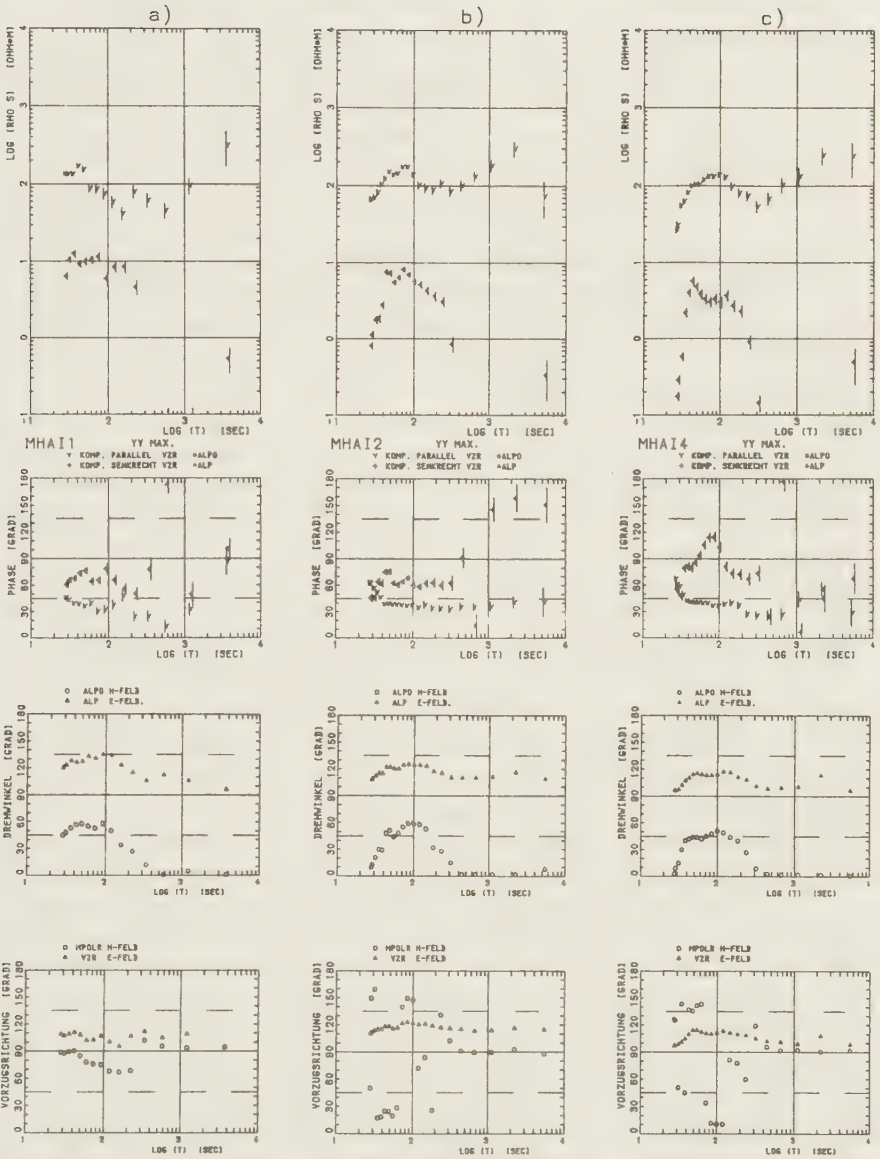


Abb. A3.5.7: Ergebnisse der Magnetotellurik für Pulsationen und Bays an der Station MHA1

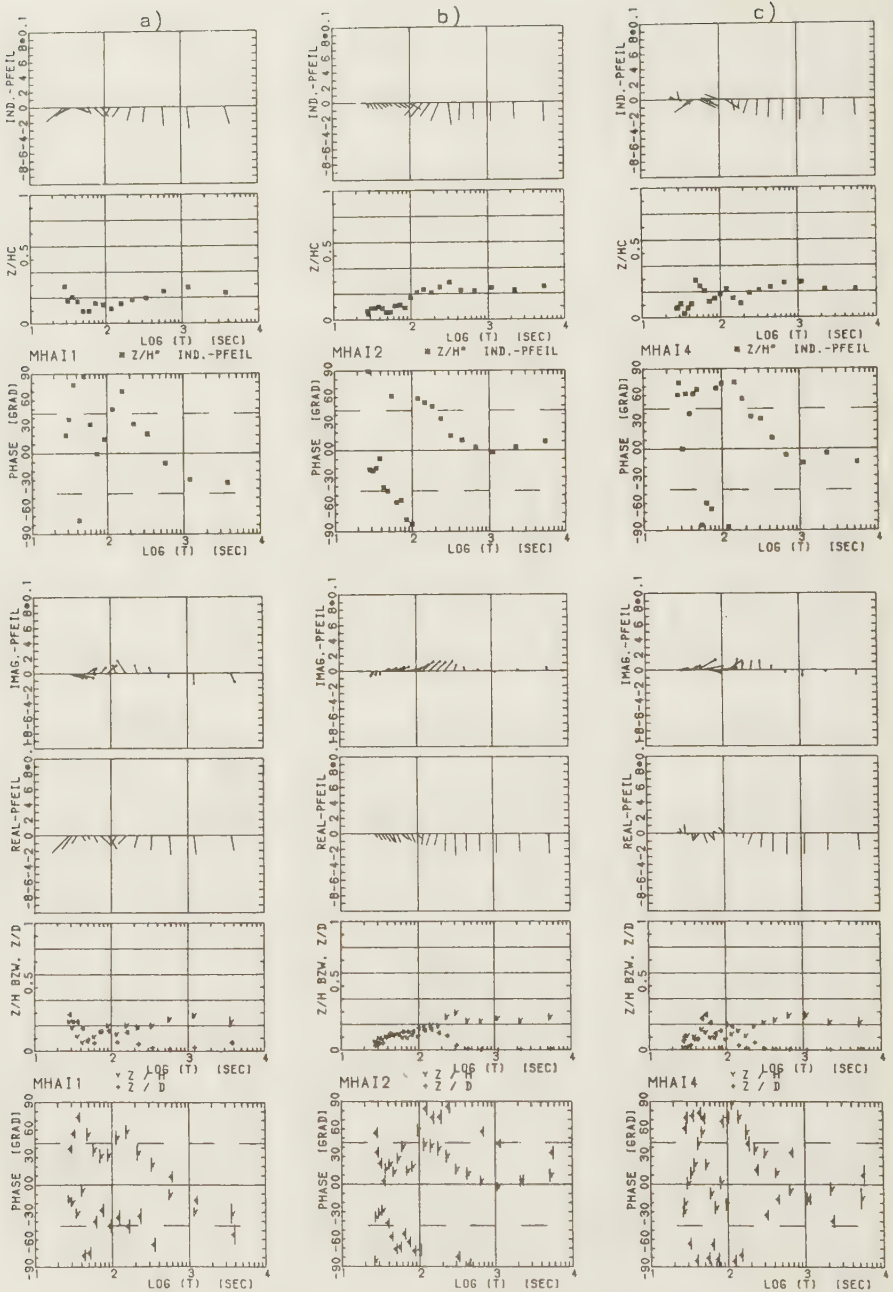


Abb. A3.5.8: Ergebnisse der Erdmagnetischen Tiefensondierung für Pulsationen und Bays an der Station MHA1

Im Vergleich der Magnetotellurik-Ergebnisse erweisen sich die $\mathcal{G}_S$ -Kurven als zum selben Typ gehörig. Alle $\mathcal{G}_{SII}$ -Kurven steigen bis zu Perioden zwischen 80 sek und 100 sek an, haben dann ein Minimum und steigen zu größeren Perioden hin wieder an. Im ersten Anstieg ist an allen Stationen ein lokales Minimum im Bereich 80 - 100 sek zu finden, welches für HMAR, GGRF und GLIN besonders deutlich hervortritt, für AARN und MHAI sich immerhin noch andeutet.

Das hohe Niveau der Werte des scheinbaren Widerstandes bei HMAR hat seine Ursache wahrscheinlich in einer Hochlage des Kristallins unter der Station und in der damit verbundenen Amplituden-Überhöhung des tellurischen Feldes.

Weitere Minima der $\mathcal{G}_{SII}$ -Kurve um Perioden von 30 sek bei HMAR, GGRF und GLIL sind bei AARN und MHAI nur als Änderung innerhalb der Meßfehler zu erkennen und daher schlecht nachweisbar. Nulldurchgänge des Betrages des Imaginärpfeils deuten jedoch auch bei diesen Stationen auf Leitfähigkeits-Kontraste für Perioden um 30 sek hin. Dies unterscheidet also offensichtlich zwei nach Krusteneigenschaften zu klassifizierende Stationsgruppen.

In der Stationsbezeichnung für lange Perioden deuten also die Pulsationsergebnisse auf einen deutlichen - wahrscheinlich intrakrustalen - guten Leiter für HON und GRF hin, während dieser bei MEL und ARN nicht gleichermaßen nachzuweisen ist. Überdies zeigen die Minima der scheinbaren Widerstände bei Perioden zwischen 400 und 500 sek, daß auch im Oberen Mantel noch eine durch Pulsationsmessungen erfaßbare Leitfähigkeitsstruktur vorhanden ist. Der Anstieg des scheinbaren Widerstandes für Perioden größer als 1000 sek deutet die Existenz auch hochohmiger Schichten in der oberen Hälfte des Oberen Mantels an.

Nicht untersucht wurde bis jetzt die Frage, ab welchen Perioden oberflächennahe Anomalien der Leitfähigkeit im Untergrund als Quasi-Gleichstrom-Verzerrung wirken. Dazu erscheinen die größten erreichten Perioden noch als zu klein. Diese Frage wird jedoch im nächsten Abschnitt nach der Vorstellung der aus langperiodischen Messungen abgeleiteten Impedanz diskutiert werden.

3.6. Die lokale Impedanz im Sq-Kontinuum und ihre tensorielle Charakteristik

Für die Bestimmung der Impedanz im Periodenbereich des Sq-Tagesganges stehen mehrere Möglichkeiten offen. Eine Auswertung in Sq-effektiven Koordinaten (Wamhoff, 1975), in der das elektrische Feld komponentenweise senkrecht zum entsprechenden Magnetfeld gedreht werden muß, gestattet im günstigsten Fall nur eine Bestimmung der Nebendiagonal-Elemente des Impedanz-tensors $\underline{Z}$; sie ist auf univariate Gleichungs-Ansätze für die Tensor-Elemente beschränkt. Damit gewinnt man auch keine sicheren Aussagen über die in einer Tensor-Optimierung verwendeten Drehwinkel der Koordinatensysteme von $\vec{E}$ - und $\vec{H}$ -Feld bzw. die erzielten Fälle einer E- oder H-Polarisation. Eine Extrapolation von Spektralgrößen aus dem Periodenbereich der Bays in den Bereich der 1. bis 4. Sq-Harmonischen, begründet mit der Stetigkeit bestimmter Frequenzfunktionen (Schmucker & Wiens, 1980), erscheint zumindest nicht allgemein anwendbar.

Aus diesem Grunde hat sich seit den ersten Versuchen von Larsen (1975) die tensorielle Bestimmung der Impedanz im Kontinuum zwischen den Sq-Harmonischen durchgesetzt. Das Kontinuum wird deshalb verwendet, weil für die ersten 4 Sq-Harmonischen die Kohärenz zwischen H und D fast immer nahezu 1 und ein bivariater Ansatz (z.B.: $E_x = Z_{xx}D + Z_{xy}H$) wegen der linearen Abhängigkeit von D und H wenig sinnvoll ist (hohe Eingangs-Kohärenz im Sinne von Kröger, 1980, und Bendat & Piersol, 1971!). Junge (1982) hat an zwei Stationen bei Augsburg und Göttingen im Sq-Kontinuum Magnetotellurik betrieben; seine Ergebnisse liegen im Frequenzbereich zwischen 0.75 cpd und 7.5 cpd vor. In Junges Arbeit wird insbesondere auf eine Voraussetzung für die tensorielle Auswertung hingewiesen: Die räumliche Kohärenz zwischen den tellurischen Feldkomponenten an verschiedenen Stationen muß hoch genug sein (auch Schmucker, Mündl. Mitteil., 1982).

Da der Nachweis einer hohen räumlichen Kohärenz zwischen den Sq-Kontinua von elektrischen Komponenten an verschiedenen Stationen wegen der für verschiedene Zeiten vorliegenden 10-Tages-Intervalle schwierig ist, wird hier ein anderer Weg ge-

wählt, die Voraussetzungen für die Auswertung sicherzustellen.

Dazu nutzen wir den Umstand, daß zwischen den Horizontal-Komponenten des Erdmagnetfeldes an verschiedenen Stationen im Sq-Kontinuum nicht nur Signalanteile hoher zeitlicher sondern auch hoher räumlicher Kohärenz vorherrschen. Solche tellurischen Felder wiederum, welche kohärent zu diesen Signalanteilen im Magnetfeld sind, erfüllen auch die Forderung nach räumlicher Kohärenz der tellurischen Variationsfelder. Im allgemeinen gilt dies dann aber nur für einen bestimmten Anteil der erdelektrischen Komponenten. Gesucht ist also ein Verfahren, das die magnetotellurische Auswertung mit dem zeitlich und räumlich kohärenten Anteil des regionalen Magnetfeldes erlaubt.

Es ist eine besondere Stärke des Remote-Referenz-Verfahrens, daß es gerade diese Auswertungsmethode besonders unterstützt. Dazu wählen wir zum vorliegenden tellurischen Analyse-Intervall zeitgleiche erdmagnetische Horizontalkomponenten H_{REF1} , D_{REF1} , H_{REF2} und D_{REF2} an den Stationen 1 und 2 aus. Die räumlich und zeitlich kohärenten Anteile aller Magnetfeld-Komponenten sollen für das Untersuchungsgebiet repräsentativ sein. Da sich die langperiodischen tellurischen Messungen auf Stationen beschränken, die etwas westlich entlang einer Verbindungslinie zwischen den Observatorien FFB und NIE liegen, bieten sich für die Wahl der Stationen 1 und 2 die Meßpunkte FFB und NIE an.

Diese plausible Überlegung kann durch die Untersuchung der H_i/H_j - und D_i/D_j -Übertragungsfunktionen ($i, j = \text{FFB, WIN, NIE, DOU}; i \neq j$) untermauert werden. Wir schätzen die Elemente der Verzerrungs-Matrix $\underline{U}$ (siehe A3.3.1) zwischen zwei Observatorien unter Zuhilfenahme der Horizontal-Komponenten einer dritten "Remote"-Station und analysieren die dann möglich werdende Signal-Noise-Zerlegung der Einzelkomponenten.

Man erwartet bei idealer Kombination der Stationen 1 und 2 für die direkten Verhältnisse H_1/H_2 und D_1/D_2 einen frequenz-unabhängigen und deutlichen Rauschabstand des Signals. Für alle anderen Schätzungen müssen diejenigen, in denen die Kombination 1 und 2 auftritt, die größten Rauschabstände aufweisen. Die Abbildungen A3.6.1 bis 3.6.4 veranschaulichen die Signal- und Noise-Zerlegung für H_{NIE} , D_{NIE} , H_{FFB} und D_{FFB} . Die Forderungen, die an die Stationen 1 und 2 gestellt wurden, sind nur durch die Kombination FFB und NIE zu erfüllen.

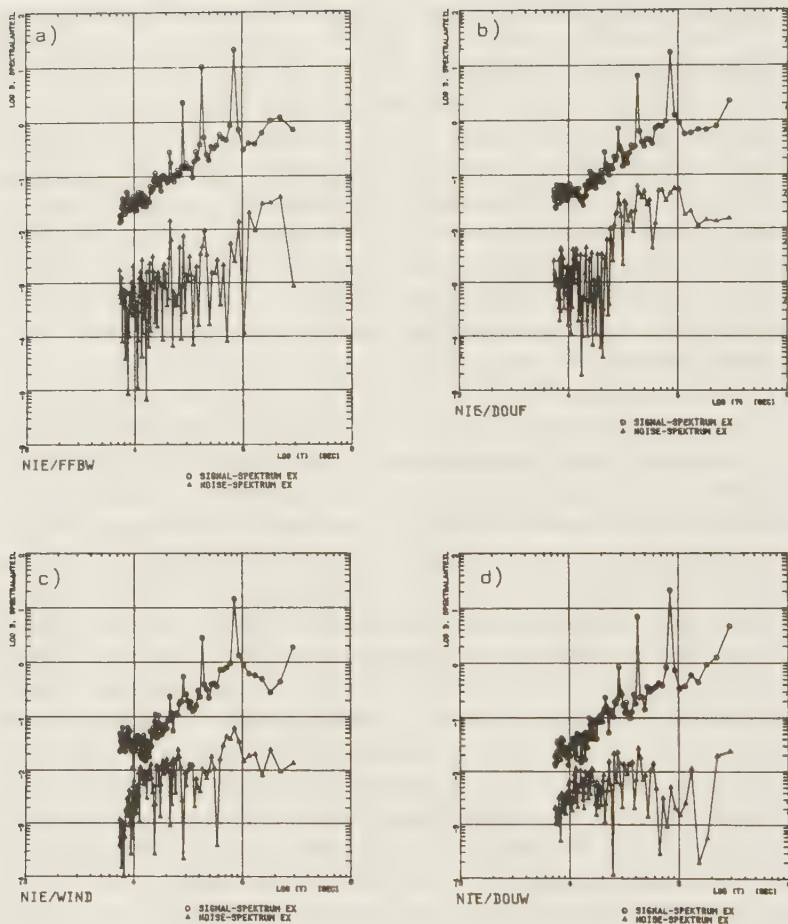


Abb. A3.6.1: Signal-Noise-Zerlegung für D_{NIE}

- a) geschätzt mit $\underline{w}^1$ aus NIE/FFBW (WIN remote)
- b) geschätzt mit $\underline{w}^1$ aus NIE/DOUF (FFB remote)
- c) geschätzt mit $\underline{w}^1$ aus NIE/WIND (DOU remote)
- d) geschätzt mit $\underline{w}^1$ aus NIE/DOUF (WIN remote)

In a) nahezu frequenzunabhängiger Rauschabstand
und in b) beste Signal/Rausch-Abstände für
Schätzung aus NIE/DOUF (vergl. d)).

Hier und in den folgenden Abbildungen wurden 240-
Tage-Intervalle ausgewertet

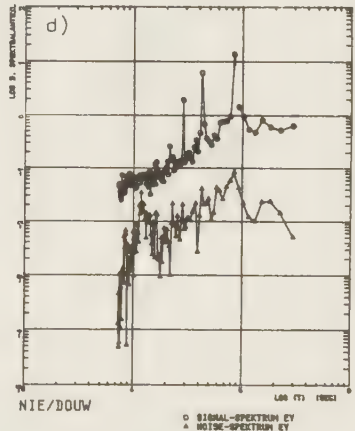
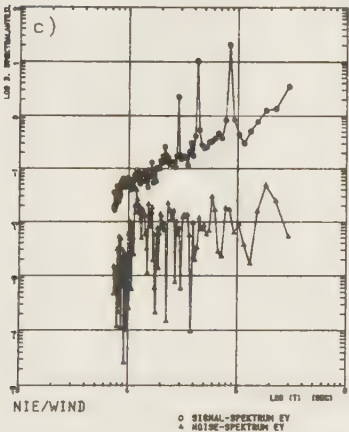
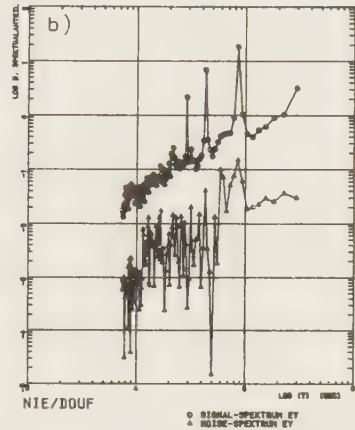
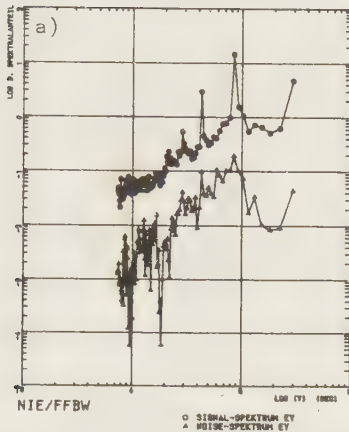


Abb. A3.6.2: Signal-Noise-Zerlegung für H_{NIE}

- a) geschätzt mit $\underline{w}$ aus NIE/FFBW (WIN remote)
- b) geschätzt mit $\underline{w}$ aus NIE/DOUF (FFBW remote)
- c) geschätzt mit $\underline{w}$ aus NIE/WIND (DOUF remote)
- d) geschätzt mit $\underline{w}$ aus NIE/DOUF (WIN remote)

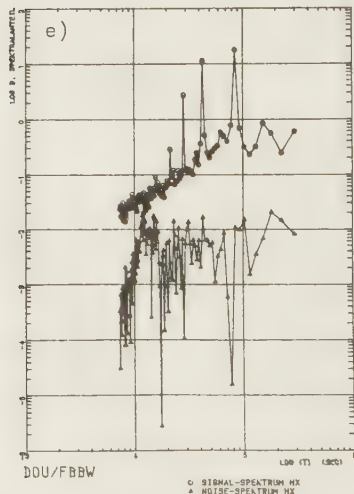
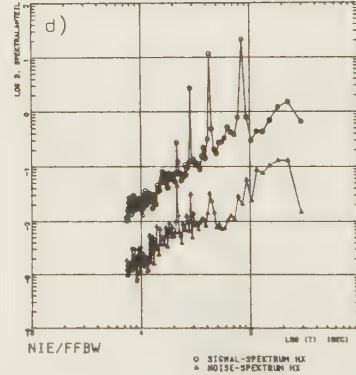
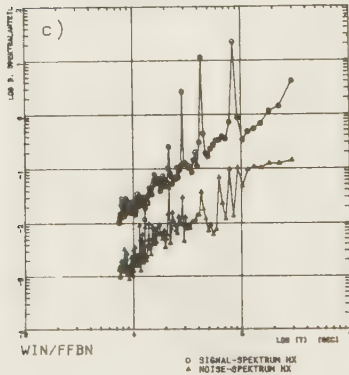
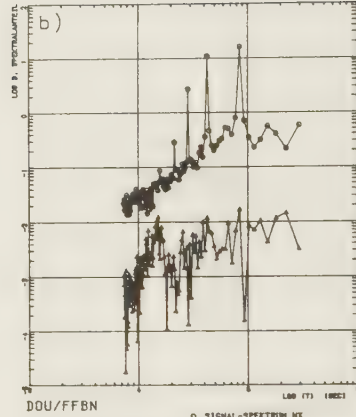
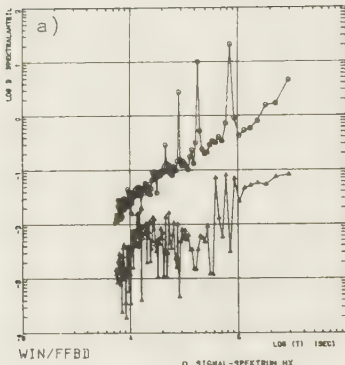


Abb. A3.6.3: Signal-Noise-Zerlegung
für D_{FFB}

- a) mit H_E^I aus WIN/FFB (DOU remote)
- b) mit H_E^I aus DOU/FFB (NIE remote)
- c) mit H_E^I aus WIN/FFB (NIE remote)
- d) mit H_E^I aus NIE/FFB (WIN remote)
- e) mit H_E^I aus DOU/FFB (WIN remote)

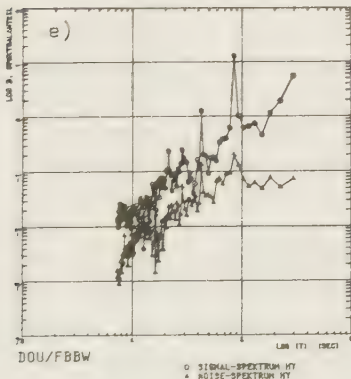
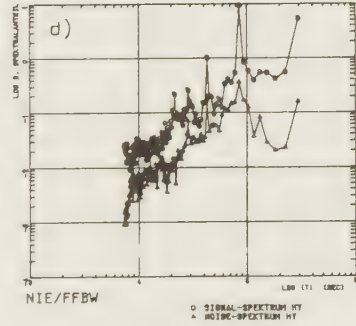
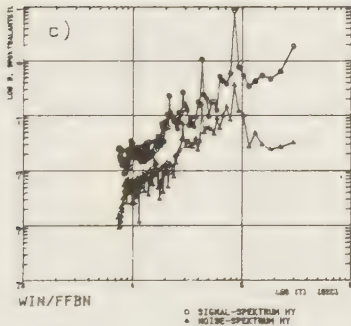
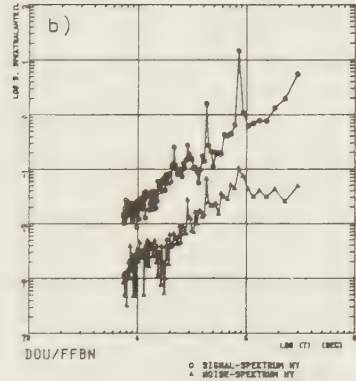
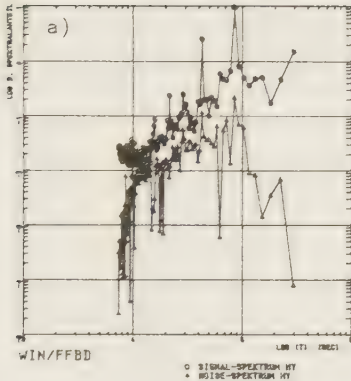


Abb. A3.6.4: Signal-Noise-Zerlegung
für H_{FFB}

- a) mit H' aus WIN/FFB (DOU remote)
- b) mit H' aus DOU/FFB (NIE remote)
- c) mit H' aus WIN/FFB (NIE remote)
- d) mit H' aus NIE/FFB (WIN remote)
- e) mit H' aus DOU/FFB (WIN remote)

Im folgenden werden deshalb die erdmagnetischen Horizontal-komponenten von FFB als "lokales" und diejenigen von NIE als "Remote"-Magnetfeld für alle tellurischen Stationen benutzt.

Die $\mathcal{Q}_s(T)$ - und $\varphi(T)$ -Kurven wurden zunächst in voneinander unabhängigen und nebeneinander liegenden Frequenzbändern von 1 cpd Bandbreite berechnet; beginnend bei 0.5 cpd sind diese Bänder um die scharfe Sq-Harmonische herum zentriert. Solche Kurven haben zwar die Eigenschaft, weniger "glatt" zu sein, lassen aber dafür auch eindeutige Zuordnungen von Effekten auf ein Frequenzband zu. Die Abbildungen A3.6.5 bis A3.6.8 fassen die Ergebnisse der magnetotellurischen Auswertung in einer den kurzperiodischen Ergebnissen vergleichbaren Weise zusammen.

A3.6.5 a zeigt, daß die Tensor-Optimierung an der Station ARN für den EPOLA-Fall nur bei Frequenzen von 9 cpd und 3 cpd merkliche Veränderungen bewirkt. Die Werte für den scheinbaren Widerstand setzen sich in dem Niveau fort, das sich am langperiodischen Ende der kurzperiodischen Auswertung ergab, sie zeigen ebenfalls ansteigende Tendenz. Eine Betrachtung der in der Gesamtauswertung für ARN verwendeten Einzelintervalle (A3.6.5 b) ergibt eine große Ähnlichkeit zwischen der Gesamtauswertung und der Auswertung von Teilintervall AI05. Einem Bereich noch relativ hoher Anisotropie-Koeffizienten von 12 cpd bis 6 cpd folgt ein Bereich, in dem keine eindeutige Trennung zwischen EPOLA- und HPOLA-Fall mehr erfolgen kann (Unterschiede im Intervall der Fehler). Im Teilintervall AI05 stehen nach der Tensor-Optimierung $\vec{E}$ - und $\vec{H}$ -Feld weiterhin etwa senkrecht zueinander; auch die EPOLA-Phasen (Ausnahme 2 cpd) liegen für die größten Perioden etwa bei 45° . Die Vorzugsrichtung des erd-elektrischen Feldes stellt sich NS bis rheinisch liegend ein. Lokale Minima des scheinbaren Widerstandes liegen mit 25, 30 und 20 Ohmm etwa um 2 cpd, 9 cpd und 5 - 6 cpd; ein lokales Maximum von ungefähr 100 Ohmm findet man im Bereich von 7 - 8 cpd. An der Station ARN deuten die langperiodischen Ergebnisse der Magnetotellurik also die Wirkung einer etwa rheinisch streichenden Induktionsanomalie bis zu Perioden von ca. 15000 sek (6 cpd) an, die für höhere Perioden nicht mehr nachgewiesen werden kann.

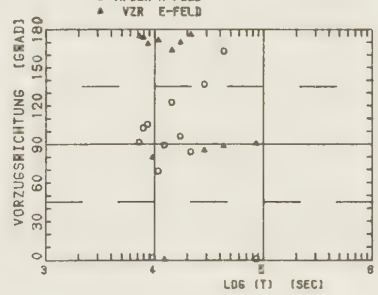
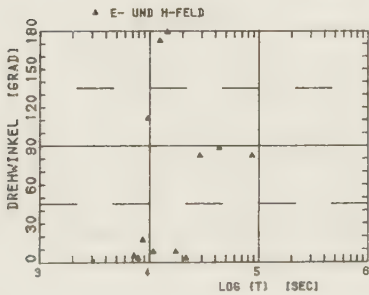
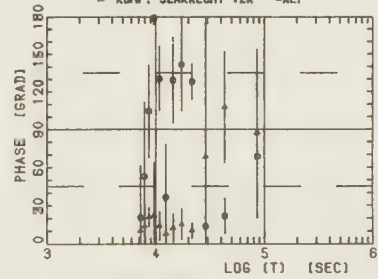
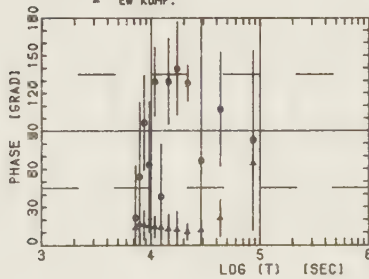
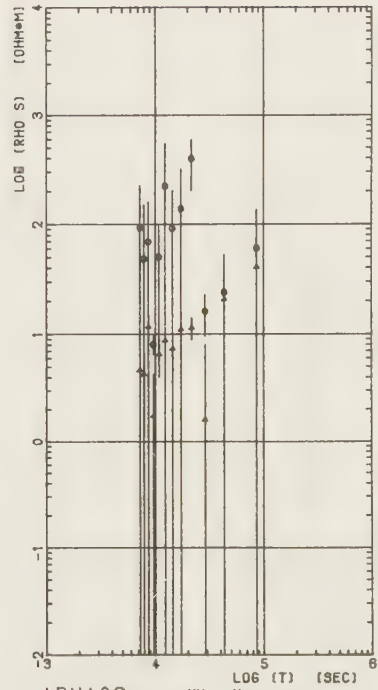
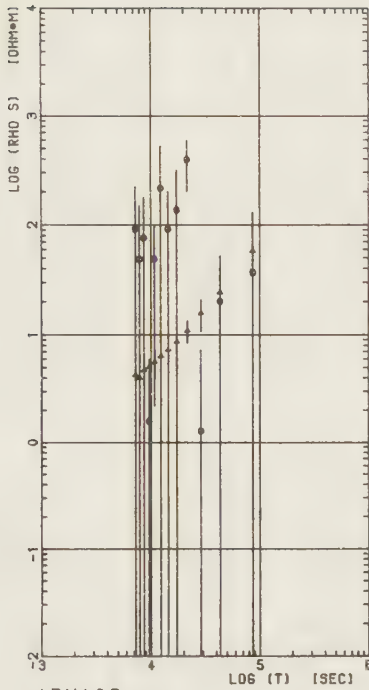


Abb. A3.6.5: Magnetotellurik im Sq-Kontinuum, Station ARN
a) Gesamtauswertung

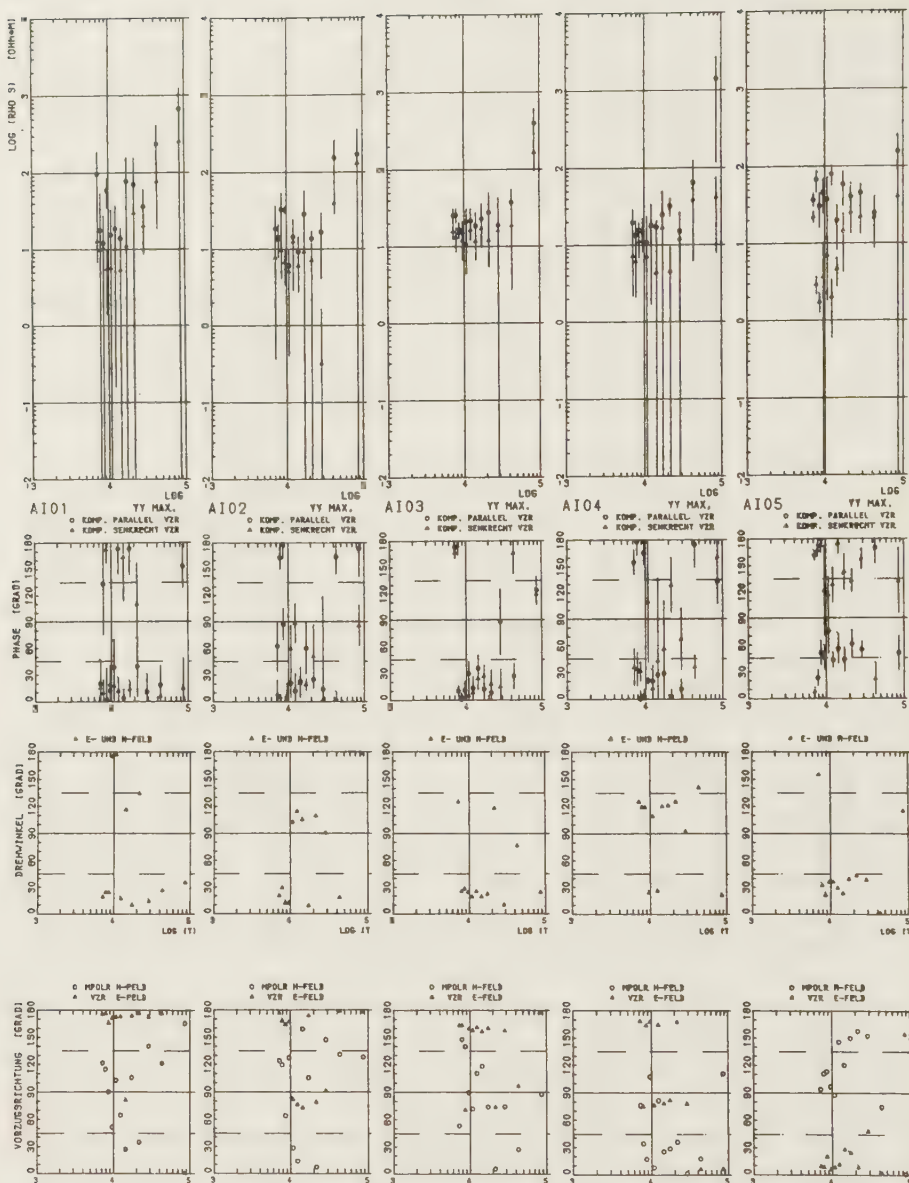


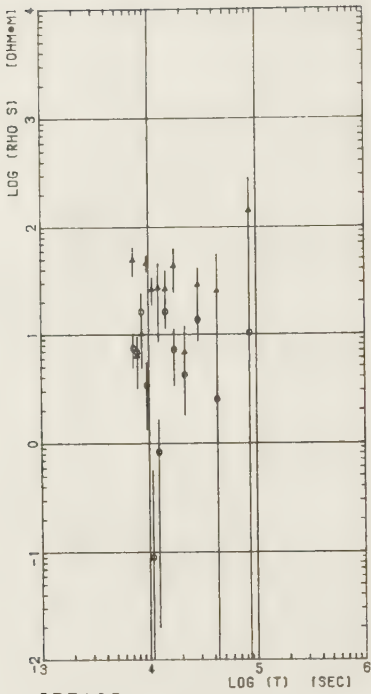
Abb. A3.6.5: Magnetotellurik im Sq-Kontinuum, Station ARN

b) Auswertung in Einzel-Intervallen

Die Ergebnisse aus 8 10-Tage-Intervallen der Station GRF zeigt A3.6.6 a, die Ergebnisse aus Einzelintervallen A3.6.6 b. Ab Frequenzen von 6 cpd aufwärts wird wiederum ein deutliches Auseinanderstreben der $\mathcal{Q}_{sII}$ - und $\mathcal{Q}_{sI}$ -Werte bemerkbar. Die Einzelintervalle G105, G106 und G107 spiegeln dies am besten wider. Die Vorzugsrichtungen des tellurischen Feldes liegen etwa senkrecht zum variskischen Streichen. Das entspricht ebenso einer stetigen Fortsetzung der kurzperiodischen Ergebnisse wie das Niveau der scheinbaren Widerstände bei 12 cpd. Die lokalen Minima des scheinbaren Widerstandes erscheinen mit ca. 15 Ohmm bei 2 cpd und zwischen 4 und 7 cpd, lokale Maxima um 8 cpd mit Werten von etwa 100 Ohmm.

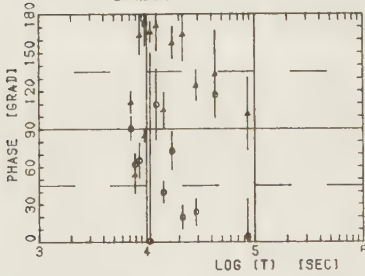
Für die Gesamtauswertung der Station ERL (A3.6.7 a) sind die Einzelintervall-Ergebnisse in A3.6.7 b dargestellt. Die Teilintervalle E103 - E108 bestätigen jedes für sich bereits die Merkmale des Gesamtergebnisses. Die Vorzugsrichtung des tellurischen Feldes steht praktisch frequenzunabhängig senkrecht auf der rheinischen Streichrichtung. Die Anisotropie-Koeffizienten sind bis zu größten Perioden groß und weisen auf starke zweidimensionale Leitfähigkeits-Kontraste im Gebiet der Station ERL hin. Lokale Minima des scheinbaren Widerstandes stellen sich mit etwa 80, 60 und 100 Ohmm bei Frequenzen um 2, 6 bzw. 9 cpd ein, lokale Maxima mit 270 und 200 Ohmm bei 8 bzw. 3 cpd.

Die 15 Einzelintervalle der Gesamtauswertung HON (A3.6.8 a) in der Abb. A3.6.8 b bestätigen alle das hohe Niveau der Werte des scheinbaren Widerstandes der kurzperiodischen Ergebnisse. Die lokalen Maxima bei 3 - 4 cpd und etwa 8 cpd sind mit Werten zwischen 400 und 500 Ohmm noch recht hoch. Das lokale Minimum des scheinbaren Widerstandes bei 2 cpd taucht bei HON nicht auf, jedoch diejenigen bei 5 - 6 cpd (200 Ohmm) und 9 cpd (100 Ohmm). Die Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes ist parallel zur variskischen Streichrichtung - im Periodenbereich zwischen 43000 sek und 17000 sek parallel zur rheinischen Streichrichtung - festgestellt worden. Diese unstetige Vorzugsrichtung bedarf noch einer weiteren Untersuchung darüber, ob eine der beiden Richtungen u.U. das Ergebnis oberflächennaher tellurischer Verzerrungen ist.

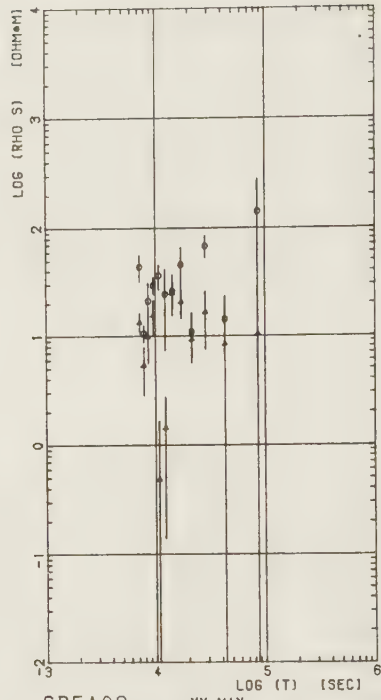
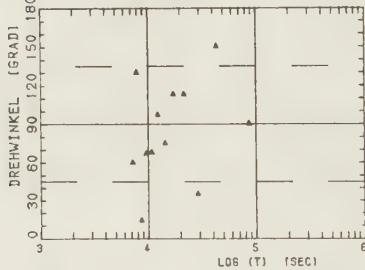


GRFA08

○ NS KOMP.
▲ EW KOMP.



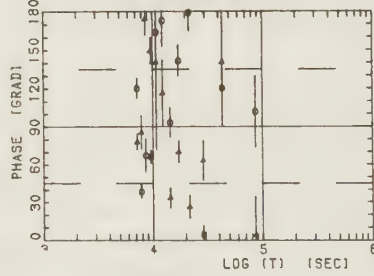
▲ E- UND H-FELD



GRFA08

YY MAX.

○ KOMP. PARALLEL VZR ○ ALPO
▲ KOMP. SENKRECHT VZR ▲ ALP



○ MPOLR H-FELD
▲ VZR E-FELD

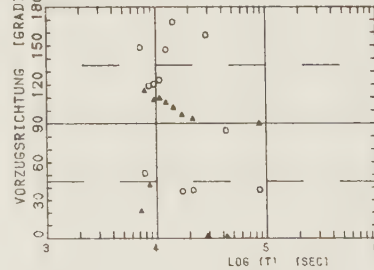


Abb. A3.6.6: Magnetotellurik im Sq-Kontinuum, Station GRF

a) Gesamtauswertung

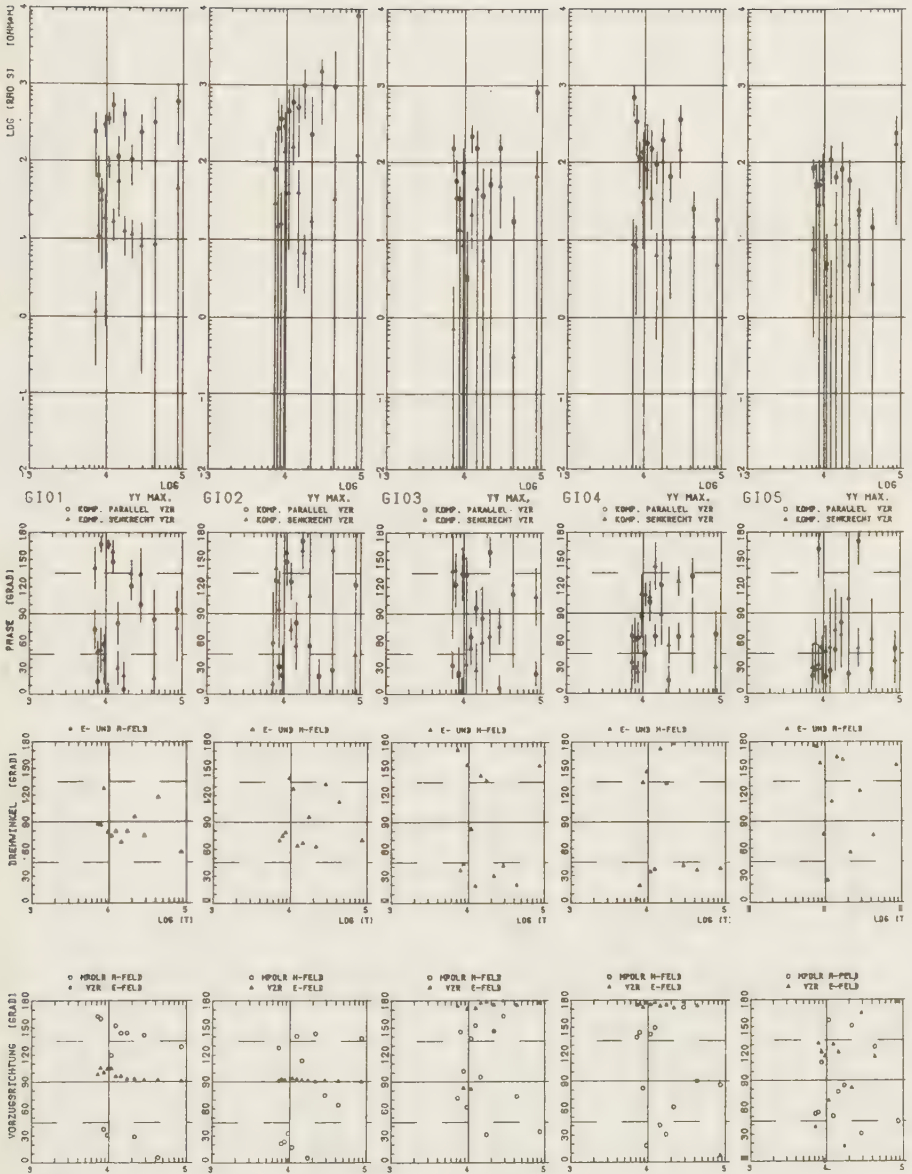


Abb. A3.6.6: Magnetotellurik im Sq-Kontinuum, Station GRF

b) Auswertung in Einzel-Intervallen

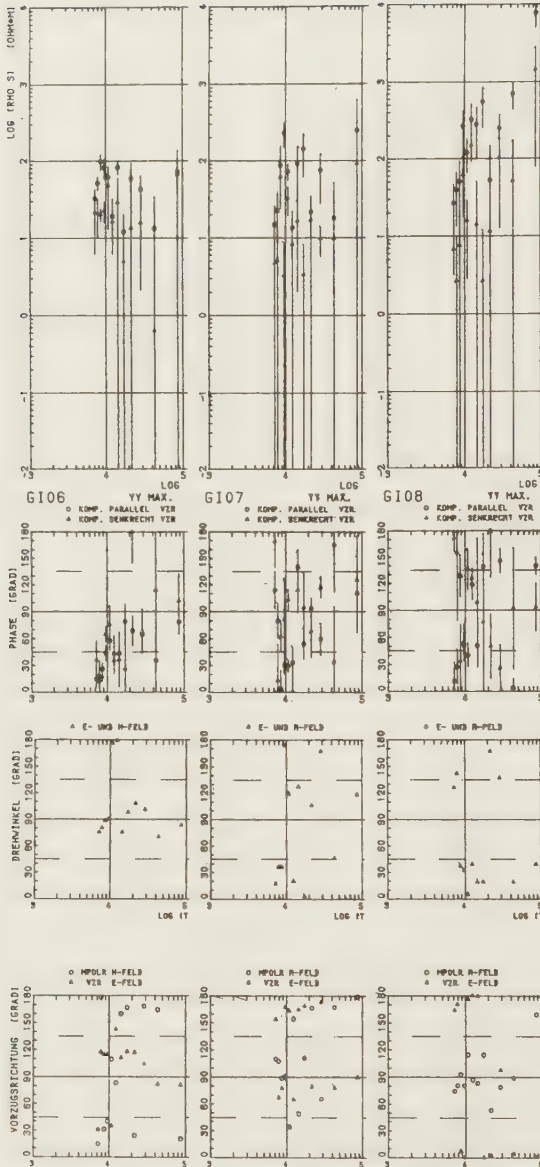


Abb. A3.6.6: Magnetotellurik im Sq-Kontinuum, Station GRF
 b) Auswertung in Einzel-Intervallen
 (Fortsetzung)

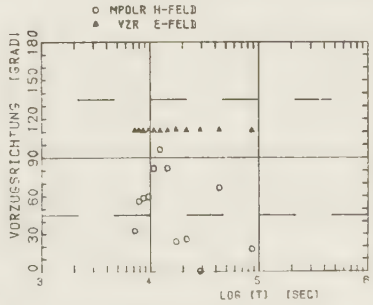
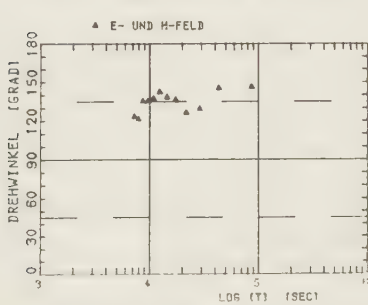
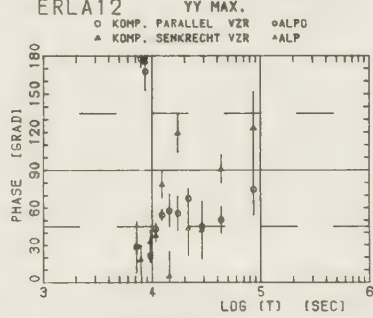
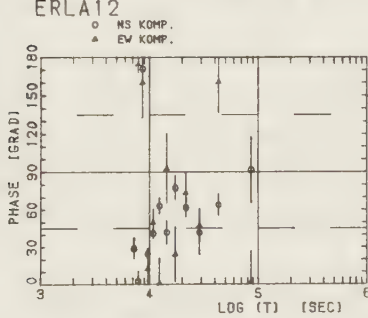
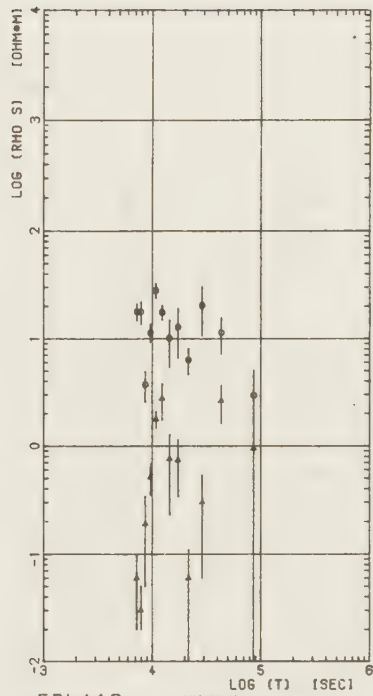
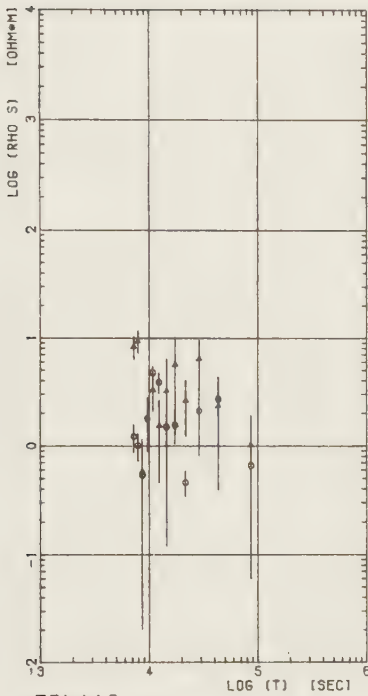


Abb. A3.6.7: Magnetotellurik im Sq-Kontinuum, Station ERL

a) Gesamtauswertung

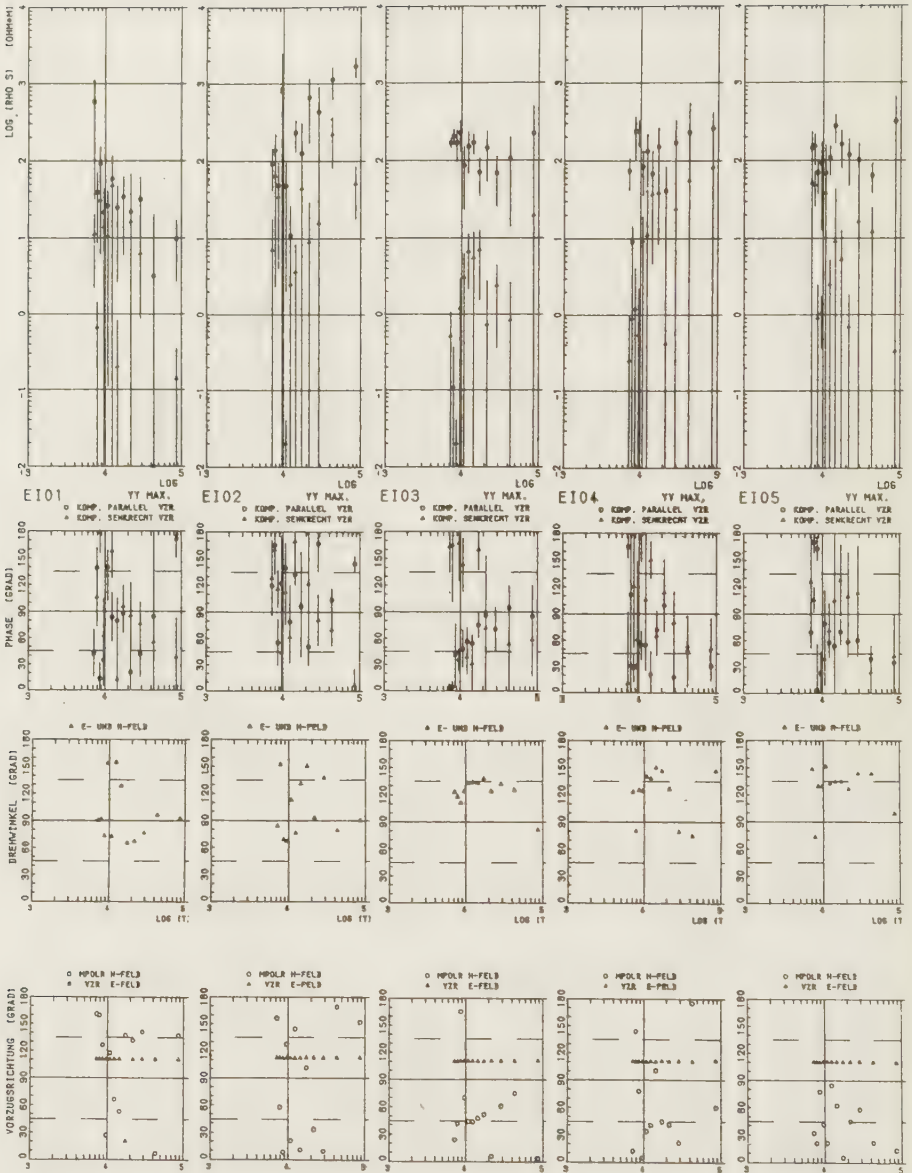


Abb. A3.6.7: Magnetotellurik im Sq-Kontinuum, Station ERL

b) Auswertung in Einzel-Intervallen

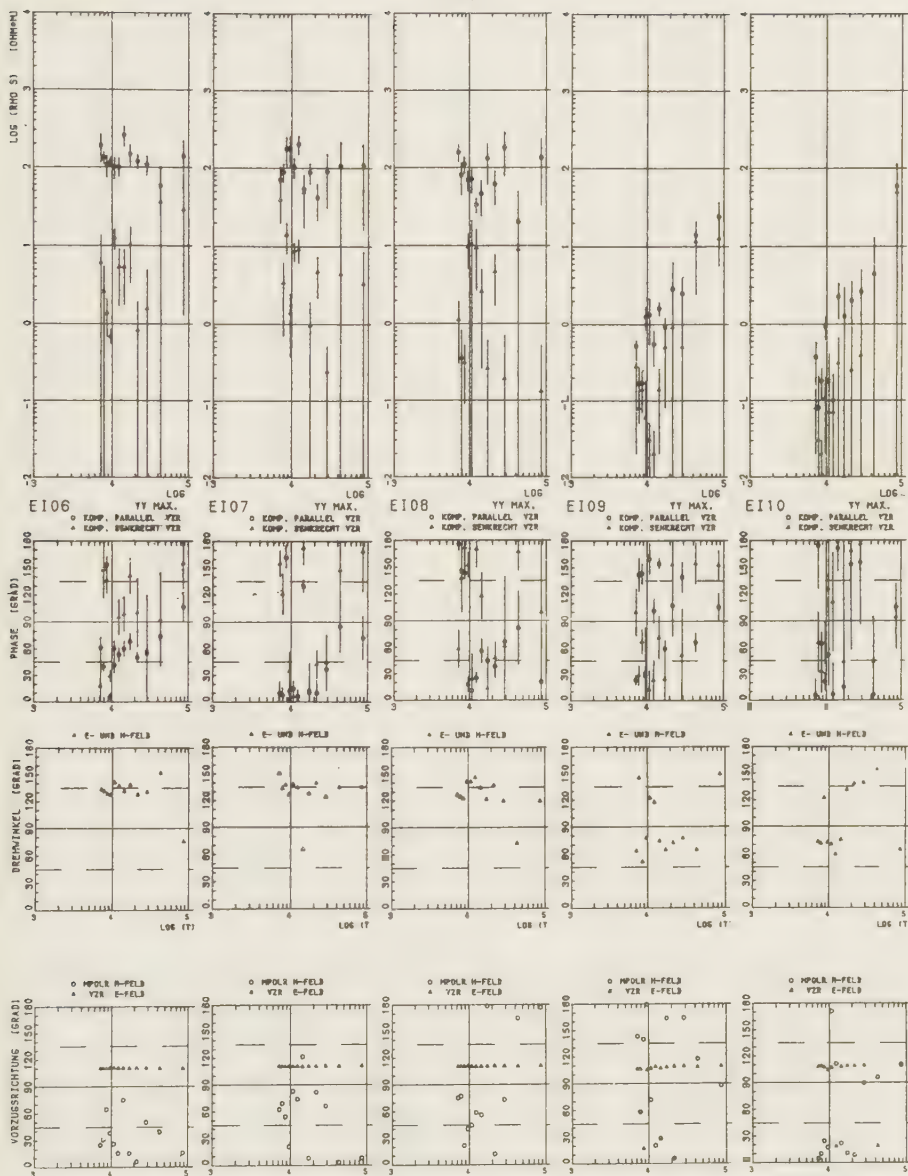
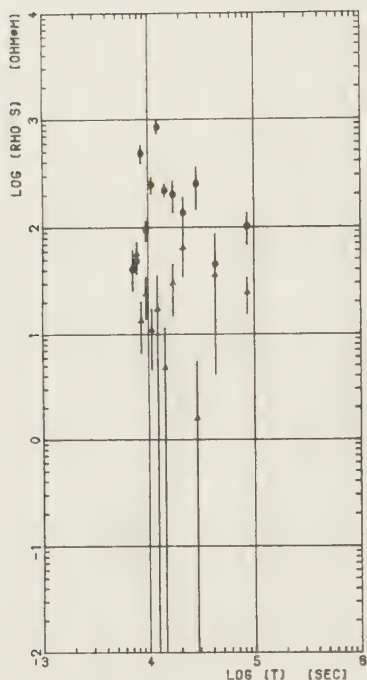


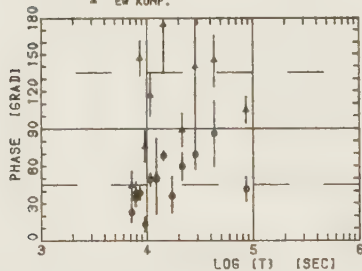
Abb. A3.6.7: Magnetotellurik im Sq-Kontinuum, Station ERL

b) Auswertung in Einzel-Intervallen
(Fortsetzung)

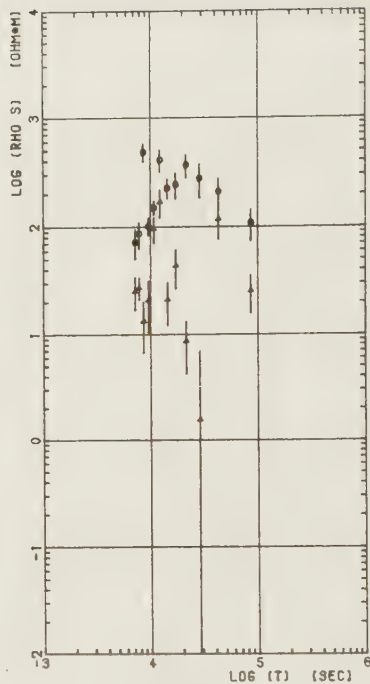
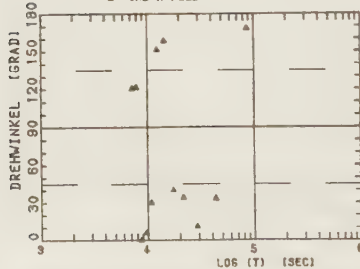


HONA15

○ MS KOMP.
▲ EW KOMP.



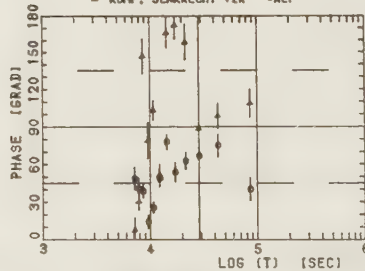
▲ E- UND H-FELD



HONA15

YY MAX.

○ KOMP. PARALLEL VZR
▲ KOMP. SENKRECHT VZR
○ ALPO
▲ ALP



○ MPOLR H-FELD
▲ VZR E-FELD

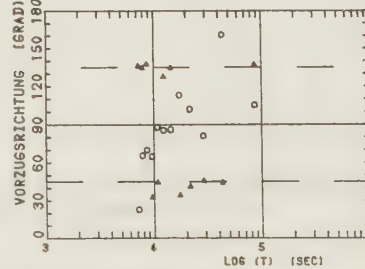


Abb. A3.6.8: Magnetotellurik im Sq-Kontinuum, Station HON

a) Gesamtauswertung

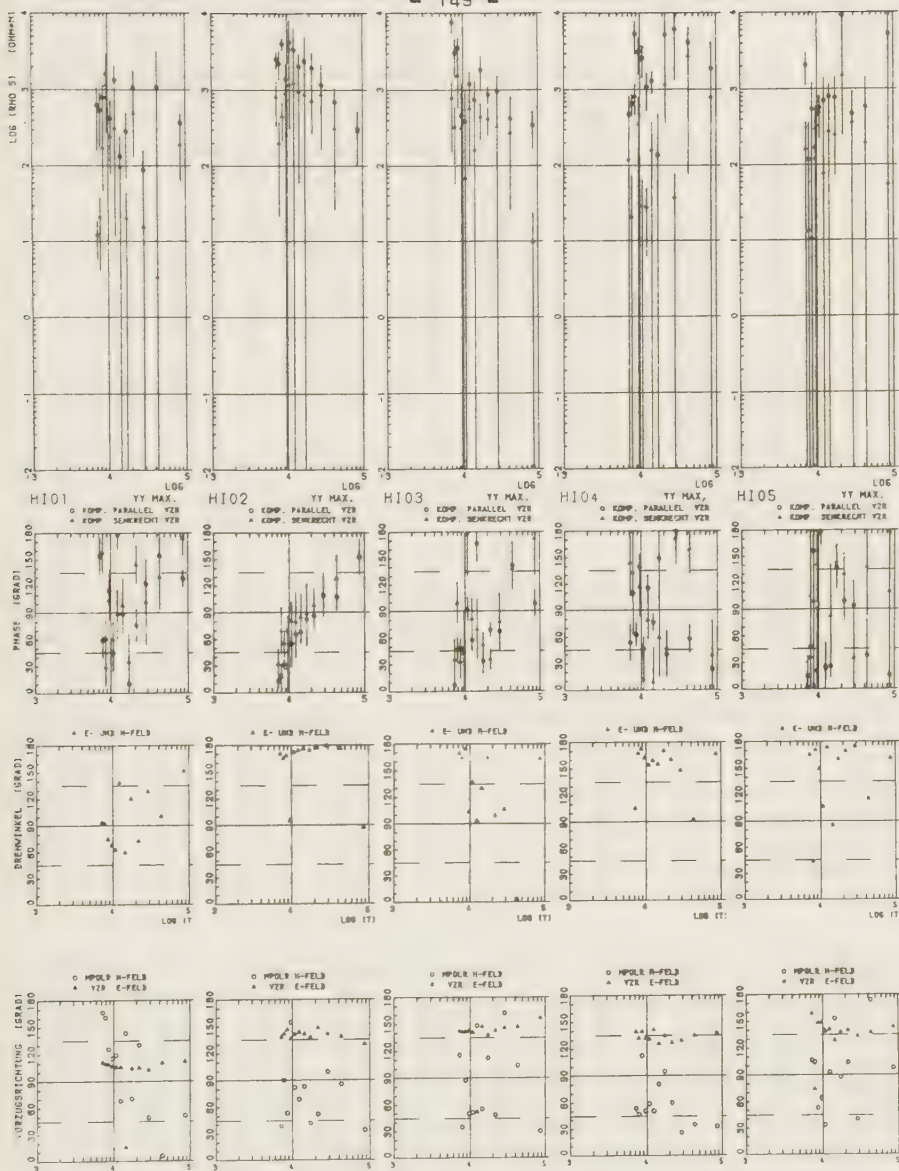


Abb. A3.6.8: Magnetotellurik im Sq-Kontinuum, Station HON

b) Auswertung in Einzel-Intervallen

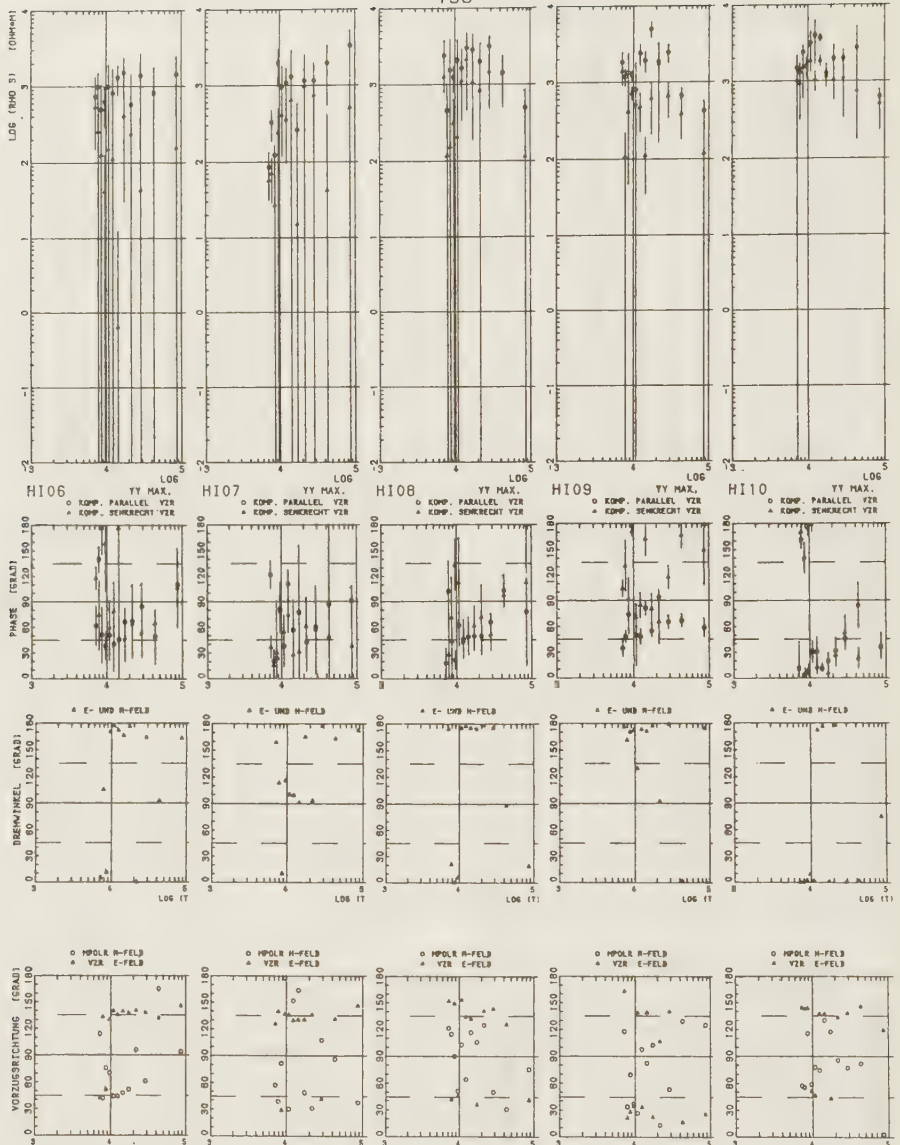


Abb. A3.6.8: Magnetotellurik im Sq-Kontinuum, Station HON

b) Auswertung in Einzel-Intervallen

(Fortsetzung)

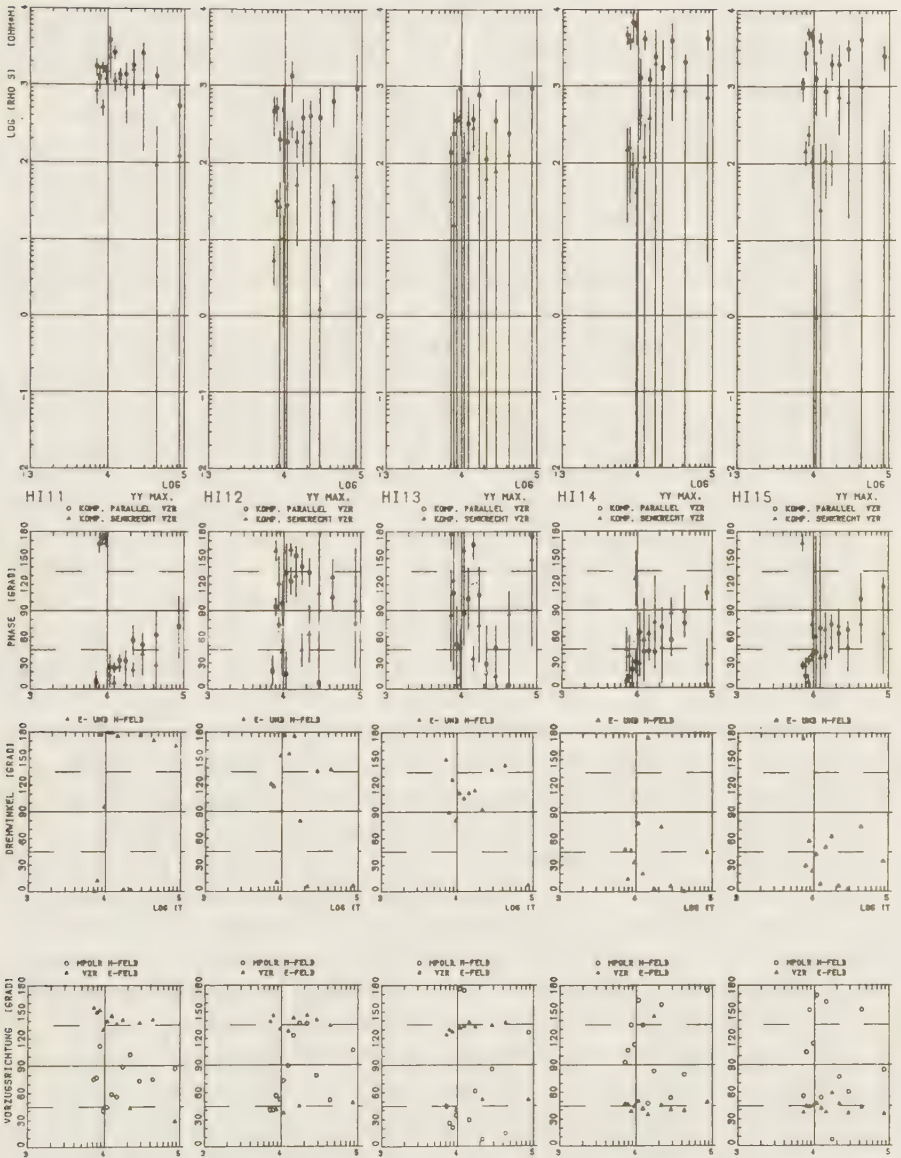


Abb. A3.6.8: Magnetotellurik im Sq-Kontinuum, Station HON

b) Auswertung in Einzel-Intervallen

(Fortsetzung)

Die magnetotellurischen Ergebnisse sind zumindest in einem Punkt gut mit den langperiodischen Ergebnissen der Erdmagnetischen Tiefensondierung (ebenfalls im Kontinuum) vereinbar. Wie in A3.3.2 zeichnet sich auch bei der Magnetotellurik im Frequenzbereich zwischen 5 und 6 cpd an allen Stationen ein lateraler Leitfähigkeits-Kontrast im Untergrund ab. Dieser wirkt für ARN und HON als zweidimensionale Induktionsanomalie in etwa rheinisch streichender Richtung. Für ERL hat dieser Leitfähigkeits-Kontrast entweder eine rheinische oder eine dazu senkrechte Streichrichtung, was durch weitere Analyse der tensoriellen Impedanz aber bestimmbar ist. Bei GRF ergeben sich Streichrichtungen etwa senkrecht zum variskischen Streichen; auch hier kann der Leitfähigkeits-Kontrast ebenso senkrecht zu dieser Richtung streichen. Falls den Richtungen der Induktionspfeile bei 5 cpd und 6 cpd voll Rechnung getragen wird, würde das nur einen konsequenten Schluß zulassen: Der tiefe Untergrund unter dem gesamten Untersuchungsgebiet besitzt in Tiefen, in die elektromagnetische Felder der Frequenz 5 - 6 cpd noch eindringen können, laterale und etwa rheinisch streichende Leitfähigkeits-Gradienten. Die hier als rheinisch bezeichnete Richtung kann in ihrer Variation etwa als $30^{\circ} \pm 20^{\circ}$ (N = 0 pos. über E) angegeben werden.

Die Signal-Noise-Zerlegung, die durch die Remote-Referenz-Methode der Spektralschätzung möglich wird, fällt für erdmagnetisches und tellurisches Feld sehr unterschiedlich aus. Das Erdmagnetfeld hat bei allen untersuchten Intervallen einen zu meist deutlich über dem Noise liegenden Signalpegel (Abb. A3.6.9). Beim tellurischen Feld ist der Noise z.T. beträchtlich höher als der Signalpegel. Sowohl Noise wie auch Signal liegen jedoch mindestens 2 Dekaden über dem Auflösungsvermögen der Registrierung ($4 \cdot 10^{-6}$). Der relativ niedrige Signalpegel schränkt also die Relevanz der Auswertungsergebnisse keinesfalls ein, zeigt jedoch, daß das angewandte Verfahren der Auswertung eine wirksame Unterscheidung zwischen zeitlich und räumlich kohärenten Signalen im elektromagnetischen Feld und den Restanteilen zu treffen vermag. Die tellurische Signal-Noise-Zerlegung ist in Abb. A3.6.10 dargestellt.

● Signal

▲ Noise

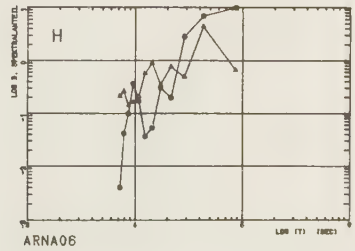
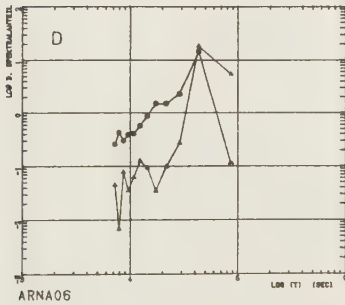
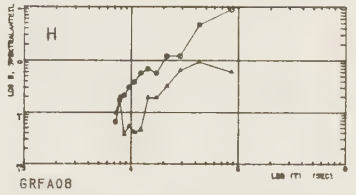
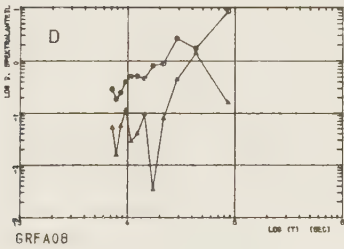
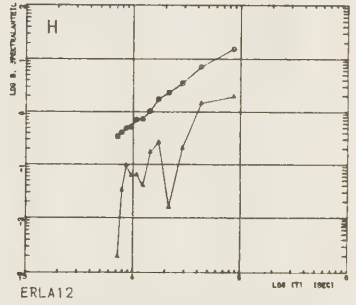
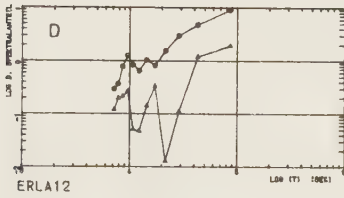
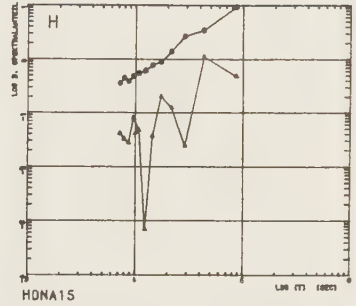
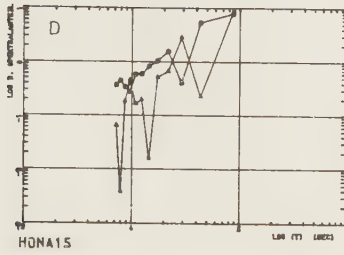


Abb. A3.6.9: Signal-Noise-Zerlegung: "Lokales" Magnetfeld

● Signal

▲ Noise

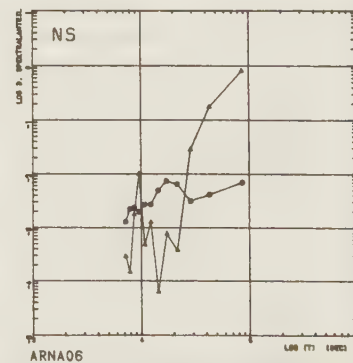
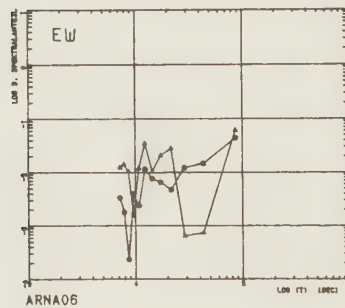
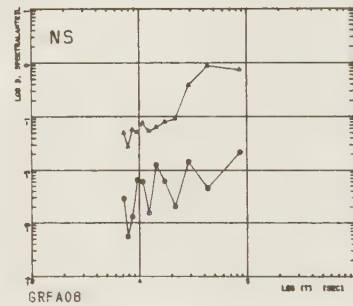
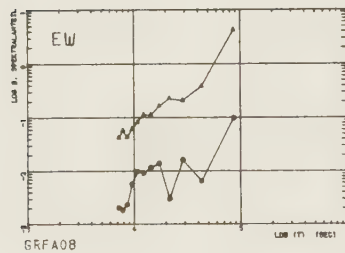
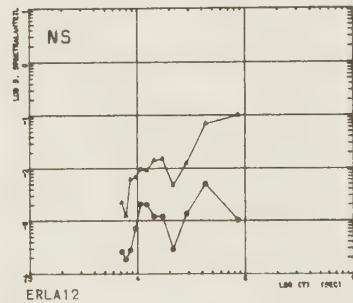
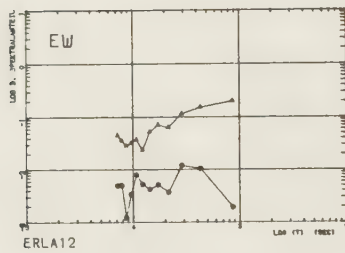
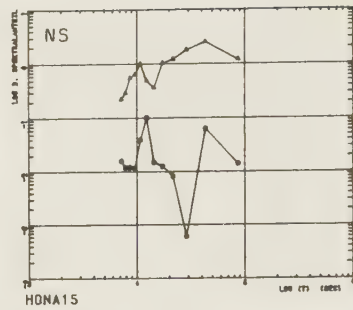
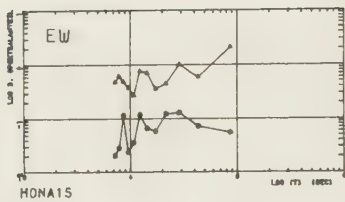


Abb. A3.6.10: Signal-Noise-Zerlegung: Lokales tellurisches Feld

4. Die elektrische Leitfähigkeit von Kruste und Oberem Mantel in Mitteleuropa

In diesem Kapitel werden die erzielten Meßergebnisse auf ihren Informationsgehalt über den tieferen Untergrund abgefragt - am Ende soll eine aus den eigenen Messungen abgeleitete Charakteristik der Leitfähigkeits-Struktur der Lithosphäre und der Asthenosphäre im untersuchten mitteleuropäischen Raum stehen.

Zuerst wird die Analyse der tellurischen Verzerrung erweisen müssen, inwieweit eine eindimensionale Interpretation für die Widerstands-Tiefen-Funktion gerechtfertigt ist. Dazu werden die Hilfsmittel der Verzerrungsmatrizen $\underline{A}$ und $\underline{V}$ sowie der tellurischen Vektoren benutzt.

Der Interpretationsweg bis zu einem Endmodell eines Widerstands-Tiefen-Profiles wird exemplarisch für eine Station vollständig dargestellt. Für die Einzelstationen werden Krusten- und Tiefen-Modelle abgeleitet; alle Modelle werden mit Ergebnissen aus rein magnetischen Methoden skaliert.

Die Ergebnisse dieser Modellrechnungen werden erneut Zweifel an der elektrischen Homogenität der Asthenosphäre aufkommen lassen, besonders deshalb, weil sie mit einem mitteleuropäischen Regionalmodell nicht überall vereinbar sind.

Eine Pilotstudie mit zweidimensionalen Modellrechnungen führt schließlich zur Begründung für eine Reinterpretation der Meßergebnisse an bestimmten Stationen.

Mit Ausnahme eines singulären Interpretations-Ergebnisses wird eine weitgehende Übereinstimmung der Stationsmodelle mit dem Regionalmodell erzielt.

Das Resultat der Interpretation wird abschließend zusammen mit anderen Ergebnissen über die elektrische Leitfähigkeit des Oberen Mantels im Untersuchungsgebiet diskutiert und mit einer festen Vorstellung über die räumliche Struktur der Widerstands-Verteilung von Lithosphäre und Asthenosphäre im mitteleuropäischen Raum verknüpft. Dabei werden auch durch die Diskussionsergebnisse aufgeworfene Fragestellungen formuliert, die sich mit der in dieser Arbeit verfolgten methodischen geophysikalischen Konzeption in Zukunft beantworten lassen könnten.

4.1. Die Verzerrung des tellurischen Feldes durch Induktions- und "Gleichstrom"-Anomalien

Es gilt nun, die in Abschnitt 1.3. bereitgestellten Methoden zur Untersuchung der tellurischen Verzerrung konsequent zur Entzerrung des lokalen Impedanztensors einzusetzen.

Dazu werden zunächst die Koordinatensysteme von $\vec{E}$ - und $\vec{H}$ -Feld gesucht, für die die Schiefe des Impedanztensors $\underline{Z}$ minimal wird. Erst dann wird man feststellen können, ob die Näherung für eine dreidimensionale Gleichstrom-Verzerrung an der Oberfläche bei ansonsten eindimensionaler Induktion gerechtfertigt ist. Die Drehung der Koordinatenachsen um die mit G1.59 bestimmten Winkeln φ_E und φ_H wurde hier auf den Tensor $\underline{Z}$ direkt angewendet und nicht auf die Feldvektoren $\vec{E}$ und $\vec{H}$ einzeln. Man kann zeigen, daß diese formal etwas kompliziertere Drehoperation der Summe der Einzeldrehungen äquivalent ist (Kemmerle, 1977, S.49f). Für jedes Frequenzband wurden nach Cox et al. (1980) die Verzerrungs-Koeffizienten A' , B' und C' sowie das damit isolierte Produkt $Z_n D$ in den gedrehten Koordinatensystemen bestimmt.

Die Abbildung A4.1.1 zeigt die über alle Frequenzbänder gemittelten Werte A' , B' und C' an den Einzelstationen sowie die daraus ermittelten durchschnittlichen Verzerrungs-Koeffizienten im Untersuchungsgebiet. GRF ist die Station, welche nahezu die ideale dreidimensionale Gleichstrom-Verzerrung aufweist; A' , B' und C' gehen fast reell gegen Null. Deutliche Zweidimensionalität zeichnet sich in großen B' -Werten für MEL, ERL, ARN und HON ab, wobei vor allem für ARN und HON große Imaginärteile in B' , A' oder C' auf Anteile von Induktionsanomalien hinweisen.

Ein aus rein magnetotellurischen Ergebnissen abgeleiteter Mittelwert für das Gebiet des Süddeutschen Dreiecks nördlich des Molassebeckens zeigt kleine, im Bereich des Fehlers als Null zu betrachtende, Imaginärteile in A' und C' ; C' scheint auch im Realteil ohne Bedeutung zu sein, während A' einen signifikanten Realteil besitzt. Das den Anisotropie-Koeffizienten der Impedanz bestimmende B' ist nahezu reell aber mit einem Realteil nahe -1 markant von Null verschieden. Tabelle T4.1.1 faßt diese Mittelwerte für A' , B' und C' im Untersuchungsgebiet zusammen.



Abb. A4.1.1: Mittelwerte über alle Perioden für die komplexen
 Verzerrungs-Koeffizienten A, B und C

	A'	B'	C'
Real	-0.52 ± 0.28	-0.93 ± 0.39	-0.11 ± 0.23
Imaginär	0.12 ± 0.18	0.16 ± 0.15	0.06 ± 0.11

Tab. T4.1.1: Mittlere Verzerrungs-Koeffizienten der Matrix $\underline{V}'$ im Periodenbereich 28 sek - 86400 sek aus den Stationen ARN, ERL, MEL, HON und GRF (G1.56, G1.57).

Die Station ERL ist offensichtlich nicht nur dreidimensional verzerrt; der große Realteil von B' deutet die Möglichkeit einer ausgeprägten Vorzugsrichtung des im Untergrund fließenden Stromes an.

Aus den sehr verschiedenen aber im Mittel auch recht großen Realteilen von B' muß geschlossen werden, daß eine räumliche Glättung über alle Stationen für das jeweils isolierte Produkt Z_{nD} innerhalb eines Frequenzbandes sinnvoller ist als die Mittelung über die Terme $Z_{nD}(B'-1)$ oder $Z_{nD}(B'+1)$ der EPOLA-Impedanz, wenn eine repräsentative Frequenzfunktion für die eindimensionale Induktion im Meßgebiet erzielt werden soll.

Für die Einzelstationen werden diese Frequenzfunktionen mit den B'-Werten für den EPOLA-Fall berechnet, weil die lateralen Grenzflächen der Leitfähigkeit im Untergrund und ihr Einfluß auf die Induktion an der Einzelstation berücksichtigt werden sollen.

Weitere Erkenntnisse über die tellurische Verzerrung werden aus der tellurischen Verzerrungsmatrix $\underline{A}$ gewonnen. Die Matrixelemente A_{xx} , A_{xy} , A_{yx} und A_{yy} werden aus den Tensor-Elementen des jetzt bereits minimal schiefen Impedanztensors und aus der in Sq-effektiven Koordinaten berechneten induktiven Skalenlänge C_n nach G1.57 abgeleitet.

Tabelle T4.1.2 zeigt die Ergebnisse für die Verzerrungsmatrix $\underline{A}$ an den Einzelstationen und Mittelwerte für das Untersuchungsgebiet für die ersten 4 Sq-Harmonischen.

Das Ergebnis ist eine generelle Verstärkung der x'-Komponente des tellurischen Feldes, die sich innerhalb der Fehlergrenzen an fast allen Stationen mit reellen Faktoren beschreiben läßt. Die Untersuchung für die ersten 4 Sq-Harmonischen

Station	Frequ. (cpd)	A_{xx}		A_{xy}		A_{yx}		A_{yy}		Realteil		
		Real	Imag.	Real	Imag.	Real	Imag.	Real	Imag.	A	B	C
		Fehler		Fehler		Fehler		Fehler				
ERL	1	0.39 0.18	0.11	0.09 0.04	-0.02	-0.03 0.05	0.04	-0.16 0.17	0.13	-0.22	-0.42	0.11
	2	0.48 0.19	0.09	0.18 0.17	0.12	-0.09 0.14	-0.08	-0.26 0.10	-0.04	-0.36	-0.22	0.12
	3	2.17 0.67	3.04	1.23 0.38	1.72	-1.22 0.38	-2.50	-2.02 0.63	-2.90	-0.59	-0.04	0.0
	4	0.86 0.22	1.58	0.52 0.14	-1.57	-0.49 0.13	1.42	-0.86 0.22	1.42	-0.59	0.0	0.02
GRF	1	4.27 1.92	1.81	3.38 1.52	4.05	-2.72 1.72	-1.81	-3.35 1.51	-3.91	-0.80	-0.12	0.09
	2	3.15 1.23	0.85	1.57 0.61	-0.57	-1.57 0.61	-0.57	-1.60 0.65	-0.85	-0.66	-0.33	0.0
	3	2.40 0.74	-0.64	0.54 0.37	-0.32	-0.51 0.46	0.36	-0.78 0.34	-0.34	-0.33	-0.51	0.01
	4	1.81 0.47	-0.03	0.47 0.12	0.09	-0.22 0.06	0.02	-0.49 0.13	-0.05	-0.30	-0.57	0.11
ARN	1	3.36 1.51	3.50	0.85 0.78	2.22	-0.46 0.61	0.66	-1.80 0.61	0.27	-0.25	-0.30	0.08
	2	2.22 0.87	0.22	0.31 0.52	0.18	-0.17 0.67	0.64	-0.90 0.35	-0.18	-0.15	-0.42	0.05
	3	4.52 1.76	2.77	1.72 0.67	-1.75	-0.61 0.19	2.90	-1.79 0.56	2.92	-0.37	-0.43	0.18
	4	2.74 0.33	0.33	0.13 0.13	-0.15	-0.13 0.15	0.15	-0.15 0.33	0.33	-0.09	-0.90	0.0
HON	1	3.25 1.46	-0.40	0.09 0.44	0.02	-0.25 0.41	-0.09	-0.84 0.38	-1.10	-0.08	-0.60	0.04
	2	6.18 2.41	-2.72	3.06 1.19	-2.62	-3.18 1.24	2.61	-4.90 1.91	1.93	-0.56	-0.12	-0.01
	3	2.10 0.65	-0.08	0.11 0.13	0.0	-0.05 0.12	0.01	-0.40 0.32	0.18	-0.06	-0.68	0.0
	4	3.46 0.31	-0.31	0.35 0.18	-0.18	-0.57 0.09	0.09	-0.68 0.66	0.66	-0.22	-0.67	-0.01
Mittel	1	2.82 1.46	1.26	1.10 1.60	1.58	-0.87 1.10	-0.30	-1.54 1.38	-1.15	-0.45	-0.29	0.05
	2	3.01 2.07	-0.39	1.28 1.20	-0.72	-1.25 1.31	0.65	-1.92 1.79	0.22	-0.51	-0.22	0.01
	3	2.80 1.00	1.27	0.90 0.60	-0.09	-0.60 0.42	0.19	-1.25 0.74	0.04	-0.37	-0.38	0.07
	4	2.22 0.98	0.39	0.37 0.45	-0.45	-0.35 0.40	0.42	-0.55 0.42	0.59	-0.26	-0.60	0.01

Tab. T4.1.2: Die Elemente der tellurischen Verzerrungsmatrix A für die Frequenzen 1 cpd - 4 cpd, dargestellt in Real- und Imaginärteil unter Angabe des Fehlers von Real- und Imaginärteil.

Zur Kontrolle wurden aus den Elementen A_{xx} , A_{xy} , A_{yx} und A_{yy} auch noch einmal die Verzerrungskoeffizienten A, B und C für diese Frequenzen berechnet; ihr Realteil ist in den letzten 3 Spalten aufgeführt.

Das Stationsmittel zeigt für A den Fall einer "Quasi"-Gleichstrom-Anomalie, die eindeutig einer dreidimensionalen Oberflächen-Anomalie zugeordnet werden kann.

zeigt insbesondere für GRF den Fall von vier nicht verschwindenden aber reellen Elementen von $\underline{A}$, Indiz für die Gleichstrom-Verzerrung durch eine dünne Deckschicht variabler integrierter Leitfähigkeit über einem lateral geschichteten Halbraum bei großen Perioden.

Signifikante Imaginärteile auch in den Nebendiagonal-Elementen A_{xy} und A_{yx} zeigt ERL für 3 und 4 cpd; hier liegen also u.U. dreidimensionale induktive Einflüsse bis zu Perioden von ca. 20000 sek vor.

ARN und HON besitzen bis zur größten Periode (1 Tag) eine tellurische Verzerrungsmatrix, wie sie für eine zweidimensionale Leitfähigkeitsanomalie an der Oberfläche typisch ist.

Ausnahmen von diesen allgemeinen Merkmalen der tellurischen Verzerrung sind die großen Imaginärteile und Nebendiagonal-Elemente bei bestimmten Frequenzen an den Stationen ARN (3cpd) und HON (2cpd).

Im Mittel wird im Untersuchungsgebiet die tellurische Verzerrung bei Perioden ab ca. 20000 sek durch eine Gleichstrom-Verzerrung einer inhomogenen Deckschicht der Resistosphäre hervorgerufen.

Berechnet man nach G1.58 aus den Elementen der tellurischen Verzerrungsmatrix $\underline{A}$ die Verzerrungskoeffizienten A, B und C der Verzerrungsmatrix $\underline{V}$, so ergeben sich die ebenfalls in Tab.T4.1.2 angegebenen Realteile. Für die ersten 4 Sq-Harmonischen sind sie im Mittel wesentlich kleiner als die über alle Perioden und Stationen berechneten. Besonders der Verzerrungs-Koeffizient B beträgt nur noch etwa ein Drittel des Wertes in Tab. T4.1.1. Für 1 - 4 cpd spielen nur noch die Koeffizienten A und B eine Rolle. An den Stationen ARN und HON geht A in diesem Frequenzbereich innerhalb der Fehlergrenzen gegen Null, B aber ist signifikant ungleich Null. Auch dies deutet auf die Möglichkeit tiefer Induktionsanomalien an diesen beiden Stationen hin.

Mehr Aufschluß über die Richtung bzw. die ablenkende Wirkung der tellurischen Verzerrung auf elektrische Vorzugsrichtungen soll nunmehr durch die Untersuchung der tellurischen Vektoren an den Einzelstationen erzielt werden.

Dazu wird nach den Definitions-Gleichungen in G1.62 der tellurische Gesamtvektor, aufgespalten in Betrag und Richtung der Einzelvektoren $\vec{e}_x$ und $\vec{e}_y$, berechnet und in den Tabellen

T4.1.3 bis T4.1.6 für die Frequenzen 1 - 12 cpd aufgelistet. Da hauptsächlich die Richtung vermeintlicher zweidimensionaler Leitfähigkeitsanomalien gefunden werden sollte, wurde die Richtung der tellurischen Vektoren $\vec{e}_y$, derjeniger Vektoren, die zur H-Polarisation gehören, um 90° verschoben; $\vec{e}_x$ und $\vec{e}_y$ sollten also beide senkrecht auf eventuellen Streichrichtungen von Leitfähigkeitsgrenzen im Untergrund stehen.

Zusammengehörende Real- und Imaginär-Vektoren unterscheiden sich innerhalb der Auswertungsfehler untereinander in Betrag und Richtung praktisch nicht.

Für die großen Perioden (etwa ab 10000 sek aufwärts) zeigen alle Stationen den Einfluß oberflächennaher lateraler Leitfähigkeitsgrenzen verschiedener Streichrichtung.

Dabei Überrascht der "Idealfall" an der Station ERL wegen der unmittelbaren Nähe des Rheingrabens keineswegs; der Rheingraben ist als eine mit Sedimenten gefüllte Grabenstruktur schon seit langem als Induktionsanomalie im Periodenbereich der Pulsationen und Bays bekannt (Reitmayr, 1974; Winter, 1973). Die in Abschnitt 3.6 zunächst gefundene Vorzugsrichtung des erdelektrischen Feldes wurde nach der Oberflächen-Entzerrung mit der neu definierten EPOLA-Impedanz neu festgelegt. Sie gibt mit $67.6^\circ \pm 15.0^\circ$ die Richtung der langgestreckten Grabenstruktur gut wieder.

Für die Station GRF bestätigen die Richtungen der tellurischen Vektoren die bereits aus Pulsations-Ergebnissen bekannten tellurischen Vorzugsrichtungen, die mit $-55.5^\circ \pm 8.6^\circ$ etwa die Richtung der Ränder der Juraplatte bzw. die Streichrichtung vieler tektonischer Lineamente um das östlich gelegene Fränkische Bruchschollenland herum widerspiegeln.

An der Station ARN finden wir ebenfalls die bereits aus Pulsations- und Bay-Ergebnissen festgestellten erdelektrischen Vorzugsrichtungen durch die tellurischen Vektoren bestätigt; die Richtung oberflächennaher lateraler Leitfähigkeitsgrenzen streicht mit $67.5^\circ \pm 25.1^\circ$ wie bei ERL etwa rheinisch.

Auch für die Station HON stehen die tellurischen Vektoren im Mittel senkrecht auf den bereits im kurzperiodischen Bereich gefundenen etwa variskischen Vorzugsrichtungen des tellurischen Feldes, die Richtung von $36.3^\circ \pm 32.2^\circ$ schließt im Fehlerbereich teilweise die rheinische Richtung mit ein (alle Winkelangaben hier wie in folgenden Tabellen: E = 0, pos. über N).

Frequenz (cpd)	$\text{Re}(\vec{e}_x)$		$\text{Im}(\vec{e}_x)$		$\text{Re}(\vec{e}_y)$		$\text{Im}(\vec{e}_y)$	
	Betrag	Richtung	Betrag	Richtung	Betrag	Richtung	Betrag	Richtung
1	.0082	167.8	.0042	173.0	.0025	167.4	.0185	169.6
2	.0034	177.0	.0218	165.1	.0278	165.4	.0409	166.7
3	.0316	169.5	.0332	168.8	.0346	168.8	.0321	167.2
4	.0093	176.0	.0286	175.4	.0147	171.4	.0246	172.3
5	.0426	167.0	.0321	166.6	.0047	172.8	.0536	165.9
6	.0182	166.5	.0209	165.3	.0457	165.3	.0524	165.7
7	.0018	181.0	.0359	164.5	.0597	165.1	.0955	165.0
8	.0605	163.4	.0490	164.0	.0870	163.4	.0820	163.7
9	.0511	162.2	.0199	162.4	.0690	161.9	.0320	182.5
10	.0317	166.0	.0033	171.8	.0455	165.2	.0107	164.8
11	.0790	182.7	.0075	183.0	.0773	181.7	.0042	180.6
12	.0735	178.3	.0402	178.1	.0721	177.9	.0398	178.0

Tab. T4.1.3: Tellurische Vektoren an der Station ERL für die Frequenzen 1 - 12 cpd nach Richtung (in Altgrad) und Betrag (in mV/(nT·km)) aus dem optimierten Impedanztensor

Frequenz (cpd)	$\text{Re}(\vec{e}_x)$		$\text{Im}(\vec{e}_x)$		$\text{Re}(\vec{e}_y)$		$\text{Im}(\vec{e}_y)$	
	Betrag	Richtung	Betrag	Richtung	Betrag	Richtung	Betrag	Richtung
1	.0139	172.4	.0764	214.0	.0288	239.8	.0838	192.2
2	.0361	174.6	.0393	178.4	.0203	190.7	.0295	199.6
3	.0341	168.1	.0428	225.8	.1105	220.0	.0735	227.9
4	.0178	194.8	.0085	207.6	.0645	205.9	.0232	213.6
5	.0387	243.8	.0207	188.9	.1130	240.4	.1077	209.7
6	.0125	131.6	.1010	207.8	.1040	195.6	.1541	184.9
7	.0972	180.6	.0386	212.3	.0673	177.9	.0808	182.4
8	.1844	167.4	.0564	168.2	.1057	193.8	.0448	192.3
9	.1111	180.7	.1519	177.2	.0800	172.9	.0828	162.0
10	.0655	198.5	.0113	213.7	.0760	217.7	.1063	198.1
11	.0061	159.9	.0141	144.4	.0649	212.9	.0948	219.4
12	.0873	169.1	.1789	165.5	.0215	222.9	.0665	245.8

Tab. T4.1.4: Tellurische Vektoren an der Station GRF für die Frequenzen 1 - 12 cpd nach Richtung (in Altgrad) und Betrag (in mV/(nT·km)) aus dem optimierten Impedanztensor

Frequenz (cpd)	$\text{Re}(\vec{e}_x)$		$\text{Im}(\vec{e}_x)$		$\text{Re}(\vec{e}_y)$		$\text{Im}(\vec{e}_y)$	
	Betrag	Richtung	Betrag	Richtung	Betrag	Richtung	Betrag	Richtung
1	.0403	188.8	.0644	152.0	.0037	172.8	.0365	219.9
2	.0576	137.2	.0684	144.5	.0216	150.6	.0298	137.8
3	.0413	175.1	.0207	150.5	.0316	187.0	.0505	198.8
4	.0486	128.7	.0041	172.2	.1908	185.3	.2476	191.1
5	.0609	189.2	.0298	178.6	.1670	187.7	.1480	198.9
6	.1063	207.7	.1268	229.0	.0616	173.8	.0840	226.5
7	.0765	183.7	.0182	194.9	.2449	184.4	.1935	194.4
8	.0526	177.3	.0020	161.7	.1120	193.7	.1321	201.4
9	.0461	215.8	.0113	212.2	.0855	210.3	.0569	235.9
10	.1300	200.7	.0064	144.2	.0563	198.7	.2182	193.0
11	.0511	162.7	.0160	193.5	.1192	191.1	.1563	199.2
12	.0672	170.0	.0119	138.5	.2451	176.6	.0941	185.7

Tab. I4.1.5: Tellurische Vektoren an der Station ARN für die Frequenzen 1 - 12 cpd nach Richtung (in Altgrad) und Betrag (in $\text{mV}/(\text{nT}\cdot\text{km})$) aus dem optimierten Impedanztensor

Frequenz (cpd)	$\text{Re}(\vec{e}_x)$		$\text{Im}(\vec{e}_x)$		$\text{Re}(\vec{e}_y)$		$\text{Im}(\vec{e}_y)$	
	Betrag	Richtung	Betrag	Richtung	Betrag	Richtung	Betrag	Richtung
1	.0062	91.5	.0335	75.8	.0615	159.8	.0546	158.7
2	.0405	110.5	.1336	78.0	.0477	103.6	.1537	88.2
3	.0905	107.8	.2019	104.4	.0360	104.3	.0299	109.6
4	.0400	80.6	.0414	98.5	.1377	91.6	.2619	119.6
5	.1787	129.4	.2171	123.4	.1110	176.2	.0228	164.2
6	.0200	110.4	.0201	132.7	.1452	183.2	.2727	192.9
7	.3450	112.7	.4399	133.8	.1760	130.3	.2291	142.9
8	.1359	147.8	.2203	156.9	.2202	145.6	.2320	167.2
9	.1970	125.3	.0375	114.6	.1306	137.6	.1370	174.3
10	.3862	108.9	.3412	130.3	.1705	134.6	.1414	144.0
11	.2347	125.1	.0863	105.1	.2347	125.1	.1518	124.4
12	.0633	96.8	.1221	127.4	.2198	124.5	.1889	122.1

Tab. T4.1.6: Tellurische Vektoren an der Station HON für die Frequenzen 1 - 12 cpd nach Richtung (in Altgrad) und Betrag (in $\text{mV}/(\text{nT}\cdot\text{km})$) aus dem optimierten Impedanztensor

Trotz einiger im Gesamtbild der Untersuchung über die tellurische Verzerrung als singulär erscheinende Hinweise auf zweidimensionale Induktionsanomalien steht nun also fest, daß zur Interpretation der Ergebnisse der langperiodischen Messungen ein normales Widerstands-Modell ausreicht.

Die tellurischen Vektoren für lange Perioden werden nur im Betrag und in der Richtung verzerrt, die Verzerrungs-Koeffizienten A, B und C geben die Stromverzerrung einer inhomogenen Deckschicht variabler integrierter Leitfähigkeit wieder, und die tellurische Verzerrungsmatrix $\underline{A}$ hat im Mittel nur zwei nicht verschwindende Elemente in der Hauptdiagonale - diese jedoch sind reell. Es zeigte sich zudem, daß sich die so analysierten oberflächennahen Stromverzerrungen bereits aus den Pulsations-ergebnissen ableiten lassen. Daraus kann für die Tiefenlage solcher zweidimensionaler Leitfähigkeits-Anomalien eine Abschätzung nach unten gemacht werden. Die vorliegenden Ergebnisse lassen einen elektrisch inhomogenen Oberen Mantel für einen Periodenbereich $T = 10000$ sek als höchst unwahrscheinlich erscheinen; bei einem mittleren Widerstand der Resistosphäre von ca. 35 Ohmm (im Vorgriff auf ein Ergebnis des nächsten Abschnitts) deutet dies auf einen normalen Mantel bereits in Tiefen hin, die keinesfalls größer sind als etwa 300 km. Geht man so weit, jenen Periodenbereich zur Bestimmung dieser maximalen Tiefe heranzuziehen, bei dem sich zuletzt die auch bei langen Perioden gefundene tellurische Vorzugsrichtung eingestellt hat, so kann dieser Tiefenbereich (diesmal mit einem mittleren Widerstand von ca. 100 Ohmm) sogar auf die ersten 150 km des leitfähigen Untergrundes eingeschränkt werden. An manchen Stationen (MEL und ARN) ist dieser Periodenbereich nicht einmal mehr bei 1000 sek sondern eher bei 100 - 200 sek zu finden, was den Bereich räumlich inhomogener elektrischer Strukturen schließlich nur noch auf die obersten 90 km beschränkt.

Die Analyse der tellurischen Verzerrung im Untersuchungsgebiet läßt demnach den Schluß zu, daß für die weitere Interpretation der Ergebnisse der Obere Mantel als elektrisch eindimensionale Struktur betrachtet werden kann, die mit einem horizontal geschichteten Halbraum aus isotropen Schichten modelliert werden darf.

4.2. Widerstands-Tiefen-Profile für die Einzelstationen

In diesem Abschnitt werden mit den in Kapitel 1 beschriebenen Verfahren für die Magnetotellurik-Messungen an den Einzelstationen z.T. erste Schätzungen ($\zeta^*(z^*)$) und exakte Inversionsmodelle (ψ -Algorithmus) für die Verteilung des spezifischen Widerstandes mit der Tiefe berechnet.

Die Inversionsrechnung wurde nach dem Prinzip des minimalen Interpretationsfehlers bei Variation des Schichtparameters $z' = \sqrt{\sigma_m / \sigma_0} \cdot d_m$ (für die m-te Schicht) und der Anzahl der Schichten durchgeführt. Eine zusätzliche Anpassung der Schichtgrenzen durch Gewichtung der Schichten erfolgte ebensowenig wie eine weitere Untersuchung nach der Relevanz bestimmter Modell-Parameter (z.B. mittels einer SVD-Analyse, Haak, 1983). In dieser Form erzielt man durch die Inversionsrechnung mit dem ψ -Algorithmus keinen Kompromiß zwischen Relevanz und Auflösung der Modell-Parameter. Über den Einfluß ganz spezieller Meßergebnisse (z.B. der Phase $\varphi(T=10000 \text{ sek})$) auf ganz spezielle Modell-Parameter (z.B. auf die Tiefenlage der Oberkante eines guten Leiters) kann also keine Aussage getroffen werden. Jedoch gelten einige aus der SVD-Analyse gewonnene Erkenntnisse ganz allgemein: So sind z.B. die Tiefe zu einer gut leitenden Schicht sowie deren Leitfähigkeits-Dicke-Produkt σd und damit auch ζ und d einzeln sicher aufgelöste Modell-Parameter, während der spezifische Widerstand einer schlecht leitenden Schicht meistens ein nicht aufgelöster Modell-Parameter ist (Haak, 1983). Im folgenden wird nur der minimale globale Interpretationsfehler als Abbruch-Kriterium für die Inversionsrechnung herangezogen.

Von den Versuchen mit 2, 3, 4, 5 und 6 Schichten erbrachten die 3- und 4-Schicht-Fälle generell die kleinsten Interpretationsfehler. Dabei wurde der Schichtparameter z' zwischen 10 und 70 in Schritten von 1 variiert (für reine Pulsations- und Bay-Daten zwischen 0,1 und 6 in Schritten von 0,1).

Ausgangspunkt der Ableitung von Widerstands-Tiefen-Profilen werden in diesem Abschnitt die ζ_{SH} - und φ_{H} -Werte aus der EPOLA-Impedanz sein. Am Beispiel der Station HON wird die Ableitung der $\zeta(z)$ -Funktion ausführlich erläutert.

Die geglätteten ζ_S - und φ -Kurven in Abbildung A4.2.1 zeigen die Situation des bereits minimal schiefen Impedanztensors.

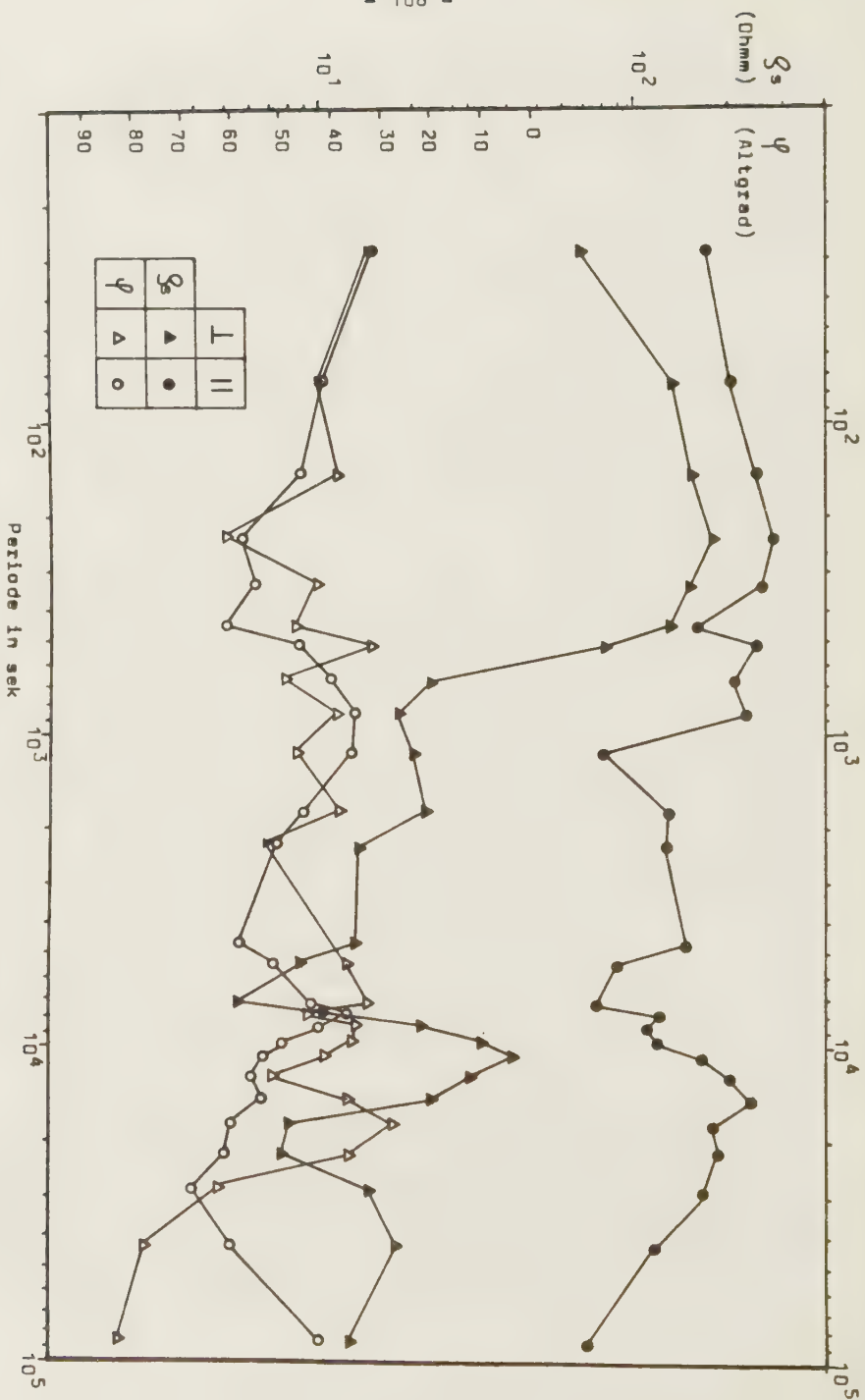


Abb. A4.2.1: Geglättete $Z_s(T)$ - und $\phi(T)$ -Kurven am Beispiel der Station HON

Der Periodenbereich überdeckt Werte zwischen 28 sek und 86400 sek. Die Phase $\psi_{\parallel}$ ist zu g_{sl} gegenläufig. Abbildung A4.2.2 zeigt die daraus abgeleitete $g^*(z^*)$ -Kurve mit ihrem Fehlerbereich und in Abbildung A4.2.3 wird das Minimal-Fehler-Modell dazu vorgestellt, welches ebenfalls aus den g_{sl} und $\psi_{\parallel}$ -Werten der Abb. A4.2.1 berechnet wurde.

Die aus diesem Modell zurückgerechnete $g^*(z^*)$ -Funktion ist in die Darstellung der ursprünglichen (gemessenen) $g^*(z^*)$ -Funktion mit eingezeichnet. Nicht jede durch die gemessene Funktion angezeigte Schicht wird durch die aus dem Modell gerechnete wiedergegeben. Dies deutet darauf hin, daß bei den relativ hohen Widerständen (niedrige Leitfähigkeiten!) durch den optimalen Schichtparameter $z' = 27$ nur relativ dicke Schichten erfaßt werden können.

Das Modell beschreibt eine Widerstands-Verteilung mit einer Schicht von ca. 340 km Dicke des Widerstandes 168 Ohmm und einer zweiten von 280 km Dicke des Widerstandes 116 Ohmm über einem homogenen Halbraum mit ca. 50 Ohmm. Den weiteren Gültigkeitsbereich des Modells nach oben und unten bestimmt man am besten aus den minimalen und maximalen zurückgerechneten z^* des Modells. Das Modell der Abb. A4.2.3 gilt demnach innerhalb eines Tiefenbereichs von 13.3 km bis 728 km.

Dieses Modell bedarf nach allem, was aus Kapitel 1 über den Tellurikparameter D bekannt ist, noch einer zusätzlichen Skalierung. Da der Tellurikparameter in diesem Zusammenhang als für die Station HON spezifische und frequenz-unabhängige Konstante verstanden wird, muß auch ein Weg gefunden werden, D aus Stationsdaten zu bestimmen. Die gemessene Eindringtiefe z_{HON}^* ist proportional zu D, der gemessene scheinbare Widerstand g_{HON}^* proportional zu D^2 , weil beide aus magnetotellurischen Ergebnissen abgeleitet wurden.

In Kapitel 3 ist bereits eine andere Methode vorgestellt worden, die $g^*(z^*)$ -Funktion zu berechnen, nämlich die Auswertung nur erdmagnetischer Komponenten in Sq-effektiven Koordinaten. Das Ergebnis war frei vom Tellurikparameter D.

Durch den Vergleich rein "magnetischer" $g^*(z^*)$ -Werte mit "magnetotellurischen" $g^*(z^*)$ -Werten kann somit der Tellurikparameter D für die Station bei den Frequenzen 1 - 4 cpd bestimmt werden. Dazu werden die Werte in Tab. T3.4.1 aus den 4 Observa-

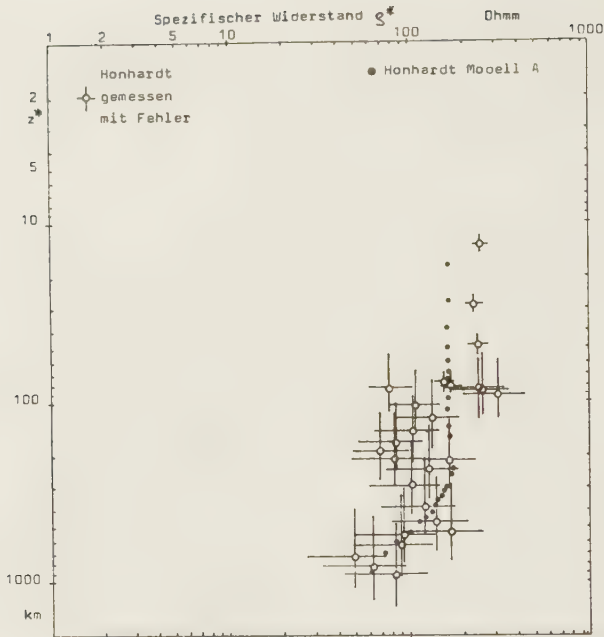


Abb. A4.2.2: $\varrho^*(z^*)$ -Funktion aus den ϱ_{Si} und φ_{ii} -Werten der Abb. A4.2.1 und dem Modell in Abb. A4.2.3

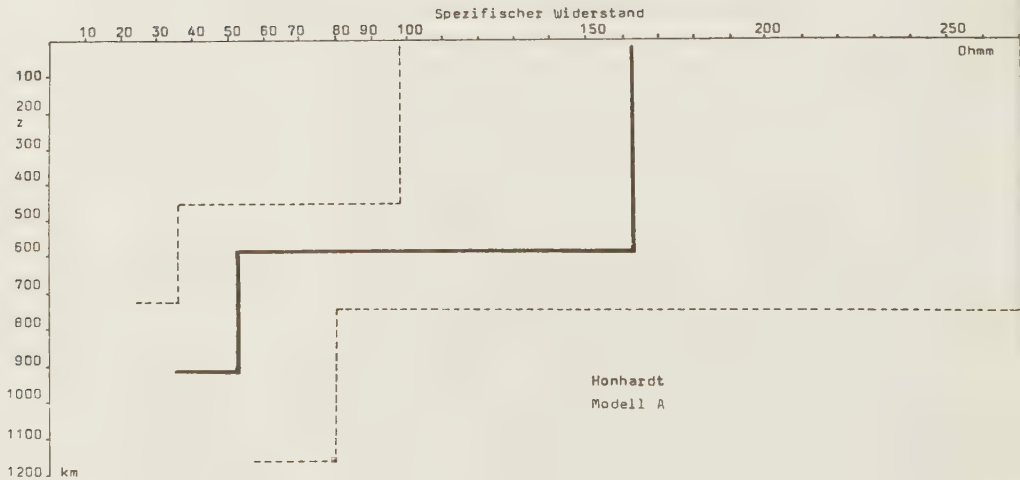


Abb. A4.2.3: "Rohmodell" für Station HON

torien (mit HP) WIN, DOU, NIE und FFB für 3 cpd und 4 cpd den Werten von ζ^* und z^* der selben Frequenzen an der Station HON gegenübergestellt. Für beide Frequenzen wird D und D^2 nach

$$D = \frac{\zeta_{HON}^*}{\zeta_{OBS}^*} \quad \text{und} \quad D^2 = \frac{\zeta_{HON}^*}{\zeta_{OBS}^*}$$

in einer Ausgleichsrechnung bestimmt. Die Frequenzen 3 und 4 cpd wurden deshalb ausgewählt, weil die zugehörige $\zeta^*(z^*)$ -Funktion aus der eigenen Ableitung für das Untersuchungsgebiet und der Ableitung von Schmucker (T3.4.1) innerhalb der Fehlergrenzen praktisch übereinstimmen; sie erscheinen deshalb als Referenzwerte zur Bestimmung des Tellurikparameters D als allgemeingültiger als etwa die Werte bei 1 und 2 cpd.

Für die Station HON wurde der Tellurikparameter auf diese Weise zu $D_{HON}=1.53$ berechnet. Er bewirkt eine Stauchung des gesamten Widerstand-Modells. In der doppel-logarithmischen Darstellung der Abb. A4.2.4 entspricht diese Stauchung einer einfachen Translation eines jeden Punktes der Widerstands-Tiefen-Funktion in Richtung kleinerer Eindringtiefen und kleinerer spezifischer Widerstände. Der zugehörige Translationsvektor ist eingezeichnet, ebenso das ursprüngliche Modell und die Fehlergrenzen des Endmodells. Abb. A4.2.4 enthält auch ein Pulsations-Modell für HON, das aus ζ_{sII} und φ_{II} -Werten zwischen 28 sek und ca. 5000 sek berechnet wurde und der selben Skalierung ($D=1.53$) unterzogen wurde.

Der Gültigkeitsbereich des neuen Gesamtmodells erfaßt nun Tiefen zwischen 8.7 km und 475.8 km (Pulsations-Modell bis 166 km). Ein ca. 220 km dicke Schicht mit 72 Ohmm überlagert eine etwa 184 km mächtige mit 50 Ohmm und den homogenen Halbraum mit etwa 20 Ohmm.

Die Ableitung eines Inversions-Modells erfolgt also in vier Schritten:

1. Glättung der ζ_{sII} und φ_{II} -Werte der optimierten und minimal schiefen Impedanztensoren
2. Berechnung der $\zeta^*(z^*)$ -Funktion aus ζ_{sII} und φ_{II} und Bestimmung des Tellurikparameters D
3. Inversion von ζ_{sII} und φ_{II} zu einem Rohmodell mit minimalem Interpretationsfehler
4. Skalierung des Rohmodells mit dem Tellurikparameter

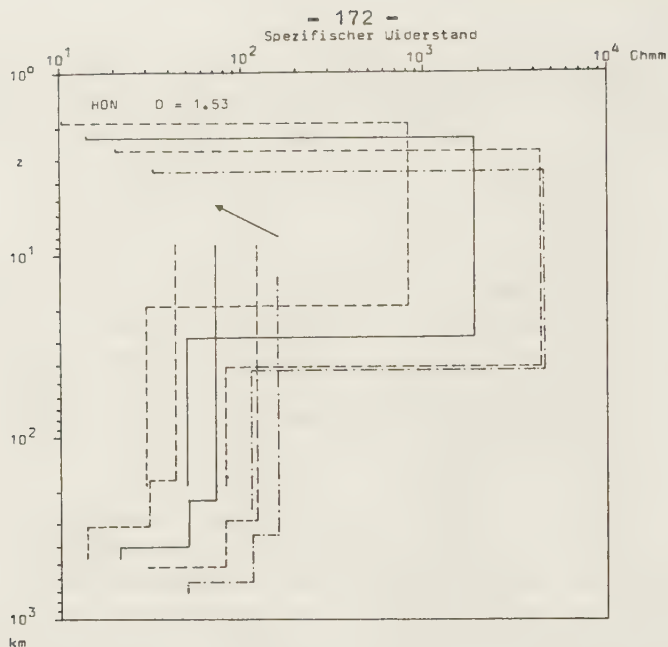
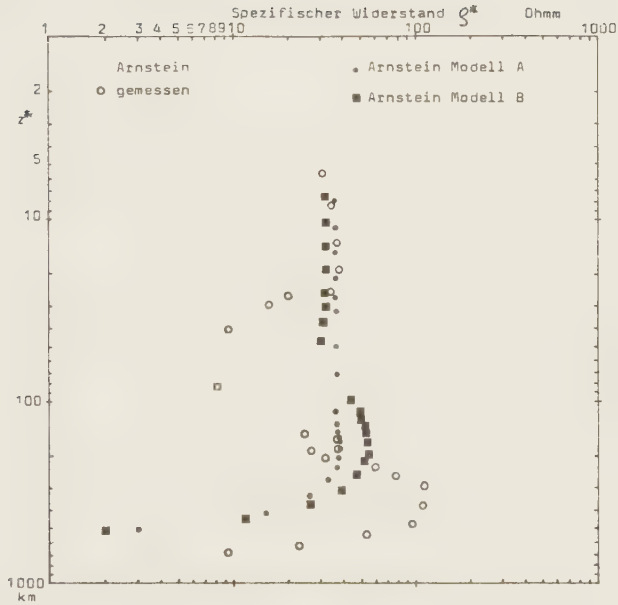
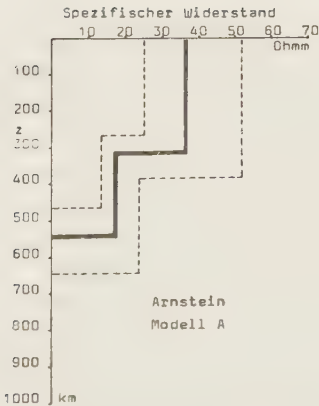


Abb. A4.2.4: Endmodelle der Widerstands-Tiefen-Funktion an der Station HON, dargestellt für Perioden zwischen 28 sek und 5460 sek als Pulsations-Modell und zwischen 28 sek und 86400 sek als Tiefen-Modell
Hauptmodelle —; deren Fehlergrenzen ---- und Rohmodelle -.-.-
(diese Legende gilt für die folgenden Abbildungen entsprechend)

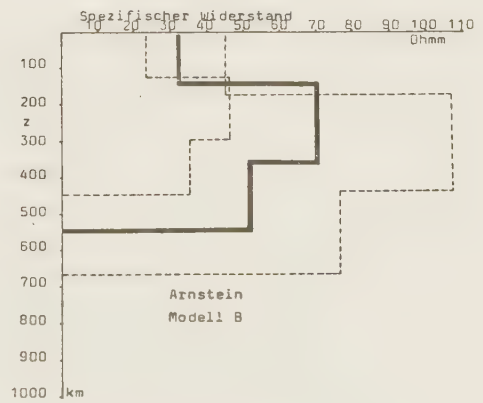
Bei allen Stationen enthielt der 3-Schicht-Fall sowohl für das Tiefen- wie auch für das Pulsations-Modell den minimalen Interpretationsfehler. Die Inversionsrechnung für ARN ließ noch am ehesten Zweifel zu, ob 3 oder 4 Schichten die Daten am besten erklären. Dort war der Interpretationsfehler für 4 Schichten und $z'=18$ nur wenig größer als für 3 Schichten und $z'=21$. Eine Gegenüberstellung der so erhaltenen Tiefen-Modelle (Rohmodelle) enthält Abb. A4.2.5. Auch dort wird ein sich in der gemessenen $\zeta^*(z^*)$ -Funktion abzeichnender guter Leiter in etwa 80 km Tiefe von beiden Modellen nicht aufgelöst. Im 4-Schicht-Modell werden lediglich die obersten 320 km neu gegliedert und eine hochohmige Zwischen-



a) $\varrho^*(z^*)$ -Funktion aus ϱ_{SII} und φ_{II} sowie für die Rohmodelle in b) und c)



b) 3-Schicht-Rohmodell



c) 4-Schicht-Rohmodell

Abb. A4.2.5: Alternative Rohmodelle für Station ARN

schicht eingebaut. Die Tiefenlage der Oberkanten der jeweils tieferen, besseren Leiter werden von beiden Modellen nahezu identisch wiedergegeben.

Die Roh- und Endmodelle der Stationen GRF, ARN, ERL und MEL sind zusammen mit dem jeweiligen Translationsvektor für die Skalierung mit dem Tellurikparameter den Abbildungen A4.2.6 bis A4.2.9 zu entnehmen. Im folgenden sollen einige Charakteristika der Endmodelle herausgestellt werden.

Die Tellurikparameter fallen mit $D_{HON}=1.53$, $D_{GRF}=0.775$, $D_{ARN}=1.27$ und $D_{ERL}=0.185$ sehr unterschiedlich aus. Für die Station MEL, wo nur verwertbare Pulsations-Ergebnisse vorliegen, wurde ein mittlerer Tellurikparameter zur Skalierung verwendet (zu dessen Bestimmung mehr im nächsten Abschnitt).

Die verschiedenen aus den Pulsations- und Baymessungen alleine abgeleiteten Krustenmodelle weisen neben den erwarteten hochohmigen Lagen, die Widerstände zwischen 150 Ohmm (ARN) und mehreren 1000 Ohmm (HON) besitzen, noch eine weitere Gemeinsamkeit auf: Sie zeigen die Existenz gut leitfähiger Schichten noch innerhalb der Kruste an. Die Tiefe dieser guten Leiter schwankt zwischen 12 km für ARN und 28 km für HON; dagegen erscheint die gut leitfähige Schicht bei GRF in 21 km und bei MEL in 22 km Tiefe. An der Station MEL kann deren Mächtigkeit mit ca. 7.7 km angegeben werden; sie überlagert dort ein besonders schlecht leitendes Schichtpaket.

Unter den 4 Tiefen-Modellen können 2 Gruppen unterschieden werden: HON und ARN zeigen eine stetige Abnahme des spezifischen Widerstandes mit der Tiefe, ERL und GRF besitzen eine hochohmige Zwischenschicht (bei GRF innerhalb der Modellfehler kaum signifikant). Dabei ist die Mächtigkeit der ersten Schicht für ARN, ERL und HON mit 251 km, 230 km bzw. 221 km unter Berücksichtigung der Fehler etwa gleich groß. Bei GRF erreicht diese Schicht eine Mächtigkeit von 333 km, bei MEL von mindestens 280 km.

Der in der Modellrechnung gefundene Abschlußwiderstand des homogenen Halbraumes hat mit Ausnahme von HON (21 Ohmm) den Wert 0 und deutet auf ein fast perfekt leitendes Substratum hin. Die Oberkante des Halbraumes beginnt mit 428 km bzw. 404 km für ARN und HON und 678 km bzw. 679 km für GRF und ERL in zwei sehr unterschiedlichen Tiefenbereichen. Bei ERL scheint dies ursächlich mit einer für den Oberen Mantel in Tiefen zwischen

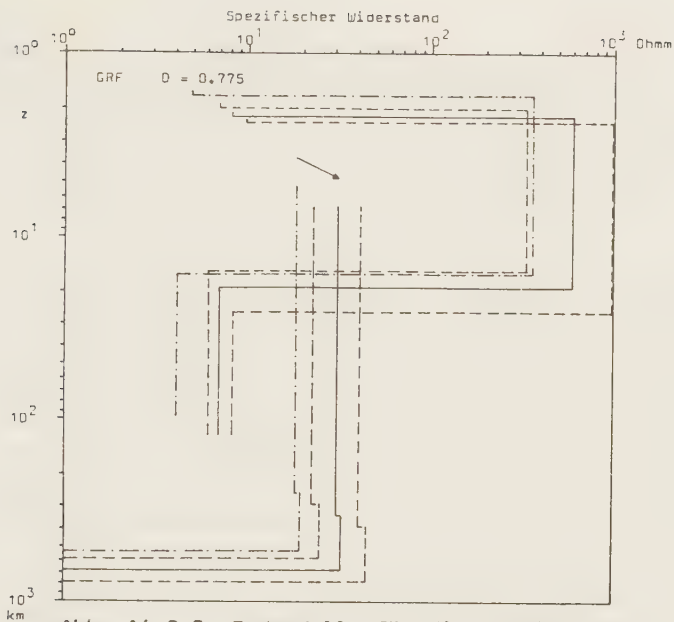


Abb. A4.2.6: Endmodelle für die Station GRF

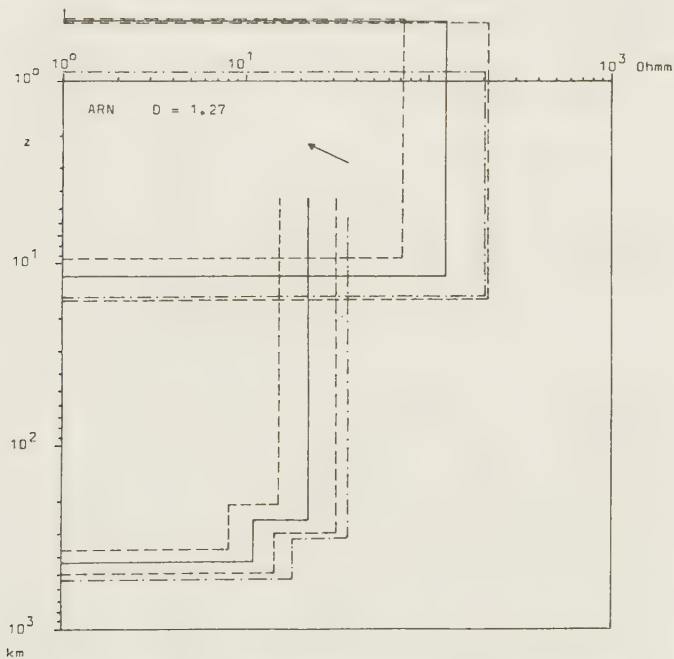


Abb. A4.2.7: Endmodelle für die Station ARN

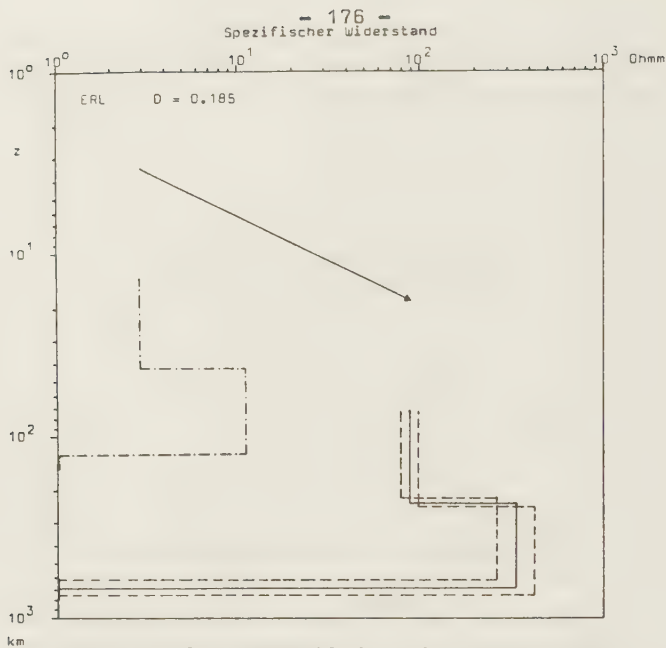


Abb. A4.2.8: Endmodell für die Station ERL

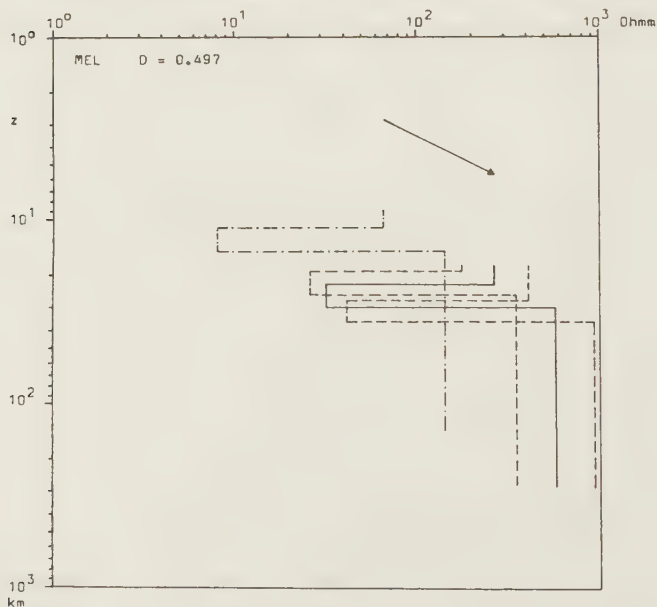


Abb. A4.2.9: Endmodell für die Station MEL

230 km und 680 km ungewöhnlich hochohmigen Zwischenschicht ($\rho > 300 \text{ Ohmm}$) zusammenzuhängen. Diese Zwischenschicht besitzt ansonsten Widerstandswerte zwischen 11 Ohmm (ARN) und 50 Ohmm (HON). Ihre Mächtigkeit erreicht bei ERL mit 449 km ein Maximum und damit fast 100 km mehr als bei GRF; für ARN und HON ist sie mit 177 km bzw. 183 km praktisch gleich dick.

Das enge Stationsnetz und die im letzten Abschnitt gewonnene Erkenntnis eines weitgehend normal geschichteten Oberen Mantels erübrigen die Vermutung, daß es sich bei den so verschiedenen tiefen Obergrenzen des gutleitenden Halbraumes um ein und denselben Horizont handeln könnte, der sich zwischen den Stationen etwa interpolieren ließe. Viel eher dürfen zwei andere Möglichkeiten in Erwägung gezogen werden.

Die Mächtigkeit des relativ guten Leiters in Tiefen um 410 km könnte an den Stationen ERL und GRF zu gering sein, um noch aufgelöst werden zu können. Entsprechende 4- und 5-Schicht-Modelle haben jedoch wesentlich größere Interpretationsfehler. Aus den maximalen Eindringtiefen an der Station ARN und HON kann die Mächtigkeit des guten Leiters nach unten auf mindestens 70 km abgeschätzt werden. Wäre er an den Stationen GRF und ERL nicht wesentlich dünner, hätte er in der Modellrechnung erkannt werden müssen.

Eine zweite Möglichkeit der verschiedenen Tiefenlagen könnte in einem schwachen Einfluß zweidimensionaler Induktionsanomalien zu suchen sein, deren Existenz innerhalb der Meßfehler aufgrund der tellurischen Verzerrung zwar nicht nachgewiesen werden konnte, deren Einfluß auf die Induktion innerhalb der Meßfehler aber auch nicht ausgeschlossen werden kann.

Abschließend sei erwähnt, daß der Versuch unternommen wurde, die Einzelstations-Modelle in Form von Pseudo-Sektionen schichtweise untereinander zu verbinden. Dabei wurden verschiedene Möglichkeiten der Anordnung nebeneinander erprobt. Versuche wurden mit einem Koordinatensystem unternommen, dessen eine Achse etwa mit der Mitte des Oberrhein-Grabens korrespondierte; der Ordnungsparameter für die Stationen war dann der senkrechte Abstand von dieser Achse. Andere Versuche sahen Stationsanordnungen als Projektion auf eine Senkrechte zur variskischen Streichrichtung vor. Keiner dieser Versuche führte zu sinnvollen Korrelations-Resultaten.

4.3. Überlegungen zur Struktur der Resistosphäre unter Mitteleuropa

In diesem Abschnitt wird zuerst versucht, ein für das gesamte Meßgebiet repräsentatives Widerstands-Tiefen-Profil abzuleiten. Es wird sich herausstellen, daß das Ergebnis dieses Versuches die Frage nach tiefliegenden Induktionsanomalien erneut aufwirft. Deshalb wird in einem zweiten Schwerpunkt des Abschnitts 4.3. mit einer Pilotstudie an zweidimensionalen Modellen dieser Frage unter einem neuen Aspekt nachgegangen.

Bisher wurden nur die Magnetotellurik-Ergebnisse der Einzelstationen interpretiert und durch Modelle der Funktion $\mathcal{G}(z)$ erklärt. Dazu sind die $\mathcal{G}_s$ - und φ -Werte der EPOLA-Impedanz benutzt worden. Um ein für das gesamte Untersuchungsgebiet charakteristisches Widerstands-Tiefen-Profil herzuleiten, benutzt man besser die an den Einzelstationen bei der tellurischen Verzerrungs-Analyse gewonnenen Produkte $Z_n D$ (wie schon in Abschnitt 4.1. begründet). Für diese Produkte kann nach dem Nachweis einer im Mittel oberflächennahen Gleichstromverzerrung durch eine dünne Deckschicht variabler integrierter Leitfähigkeit eine räumliche Mittelung erfolgen. Blümcke, Martinez & Haak (1983, mündl. Mitteilung) erzielten mit dieser Methode bei der Interpretation magnetotellurischer Messungen im Oberpfälzer Wald gute Erfolge. Anders als bei der von den Genannten anschließend vorgenommenen Skalierung mit einer globalen $\mathcal{G}_s$ -Kurve, soll hier jedoch - wie bei der Skalierung der Stations-Modelle auch - auf die aus magnetischen Komponenten abgeleitete $\mathcal{G}^*(z^*)$ -Funktion zurückgegriffen werden, welche ja ebenfalls im Untersuchungsgebiet ermittelt worden ist.

Die $Z_n D$ -Produkte wurden also für jeweils gleiche Perioden über die Stationen ARN, ERL, GRF, HON und MEL gemittelt und anschließend wie die EPOLA-Impedanzen im letzten Abschnitt auf die Inversion vorbereitet. Der Tellurikparameter für diese zentral-europäische Normal-Sondierungskurve ergab sich zu $D_{ZEU}=0.497$ (dieser Wert wurde auch zur Skalierung des Stations-Modells von MEL verwendet).

Das Ausgangsmodell mit minimalem Interpretationsfehler und das skalierte Endmodell sind der Abbildung A4.3.1 zu entnehmen. Eingezeichnet sind auch die Werte $\mathcal{G}^*(z^*)$ nach Schmucker's und nach eigener Ableitung (T3.4.1) sowie der Translations-

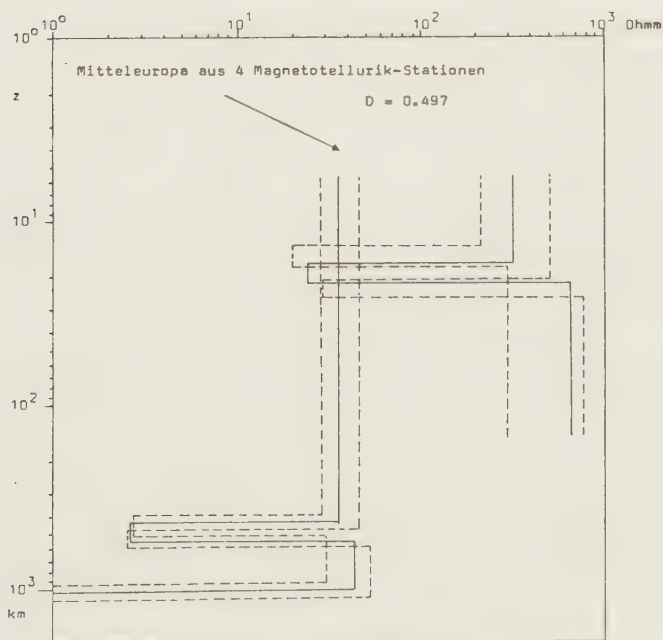
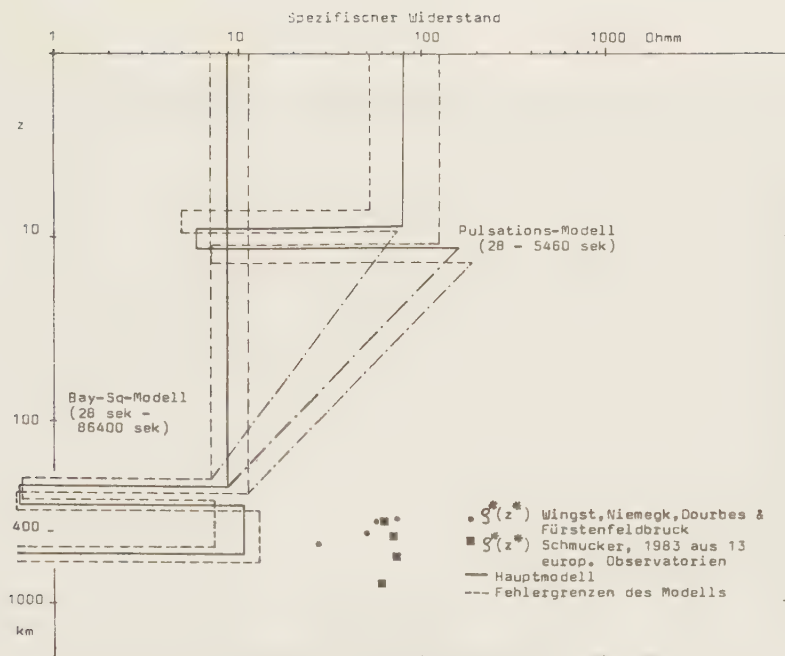


Abb. A4.3.1: Roh- und Endmodell für den Bereich Mitteleuropa

vektor für die Berücksichtigung des Skalenfaktors D_{ZEU} .

Das beste Modell beschreibt diesmal einen 4-Schicht-Fall für das Tiefen-Modell und wieder einen 3-Schicht-Fall für das Krusten-Modell.

Letzteres zeigt nunmehr klar die Lage einer gut leitfähigen Schicht (ca. 25 Ohmm) in einer Tiefe zwischen 17 km und 21 km an, welche von einer hangenden und einer liegenden hochohmigen Schicht begrenzt wird. Die obere Kruste erreicht spezifische Widerstände um 320 Ohmm; unter dem guten Leiter gibt es offenbar bis in den Oberen Mantel hinein recht hohe Widerstände (um 650 Ohmm). Der Gültigkeitsbereich des Krusten-Modells erfaßt Tiefen zwischen 5,7 und 170 km.

Das Tiefen-Modell besteht aus 4 Schichten und wird in Tab. T4.3.1 explizit beschrieben.

Fehlermodell unten			Hauptmodell			Fehlermodell oben		
ξ (Ωm)	d (km)	z (km)	ξ (Ωm)	d (km)	z (km)	ξ (Ωm)	d (km)	z (km)
43.7	502.2		35.2	450.8		28.3	404.6	
	502.2			450.8			404.6	
2.5	120.8		2.6	123.4		2.8	126.1	
	623.0			574.2			530.7	
53.9	558.2		42.6	496.2		33.7	441.1	
	1181.2			1070.4			971.8	
0.0			0.0			0.0		

Tab. T4.3.1: Endmodell für den Raum Mitteleuropa, $D=0.497$

Obwohl der Gültigkeitsbereich des Modells nur bis etwa 750 km reicht, wird der Bereich unter dem guten Leiter ab ca. 580 km mit seinen Widerständen um 42 Ohmm und fast 500 km Mächtigkeit noch als realistisch angesehen. Insbesondere der für das Modell notwendige perfekte Abschlußleiter und seine gut aufzulösende Tiefenlage sprechen für die Relevanz der Modellstruktur auch in diesem Tiefenbereich.

Mit einer Obergrenze in 451 km Tiefe beginnt die gut leitfähige Zwischenschicht im Oberen Mantel in jenem Bereich, in dem auch bei ARN und HDN diese Grenze zu finden war. Allerdings bedeutet die Mächtigkeit dieser Schicht im mitteleuropäischen Modell von ca. 120 km, daß ein grundsätzlicher Widerspruch zu

der im letzten Abschnitt geäußerten Vermutung entsteht, wonach die gut leitende Zwischenschicht unter den Stationen ERL und GRF in diesen Tiefen wegen zu geringer Mächtigkeit nicht erkannt würde. Dieser Umstand bedarf noch eingehender Diskussion.

Werden Krusten- und Tiefen-Modell als Gesamtheit betrachtet, so fällt im Vergleich zum weit in den Oberen Mantel hinabreichenden hochohmigen Krustenmodell die gut leitende erste Schicht des Tiefen-Modells auf. Es scheint, daß ohne die Forderung nach einem weiteren guten Leiter in Tiefen zwischen 170 km und etwa 350 km die beiden Modelle nicht in Einklang zu bringen sind. Wir erinnern uns bei dieser Gelegenheit auch der beim Invertieren der Stationsdaten gemachten Erfahrung, als gut leitende Bereiche in der $Q^*(z^*)$ -Funktion angezeigt wurden, die schließlich durch die Modellrechnung nicht aufgelöst wurden. Nachdem diese Schicht in keinem der untersuchten Schicht-Fälle mit befriedigenden Interpretationsfehlern nachgewiesen werden konnte, muß angenommen werden, daß sie aus methodisch bedingten Gründen zu geringmächtig für eine Auflösung im Modell ist.

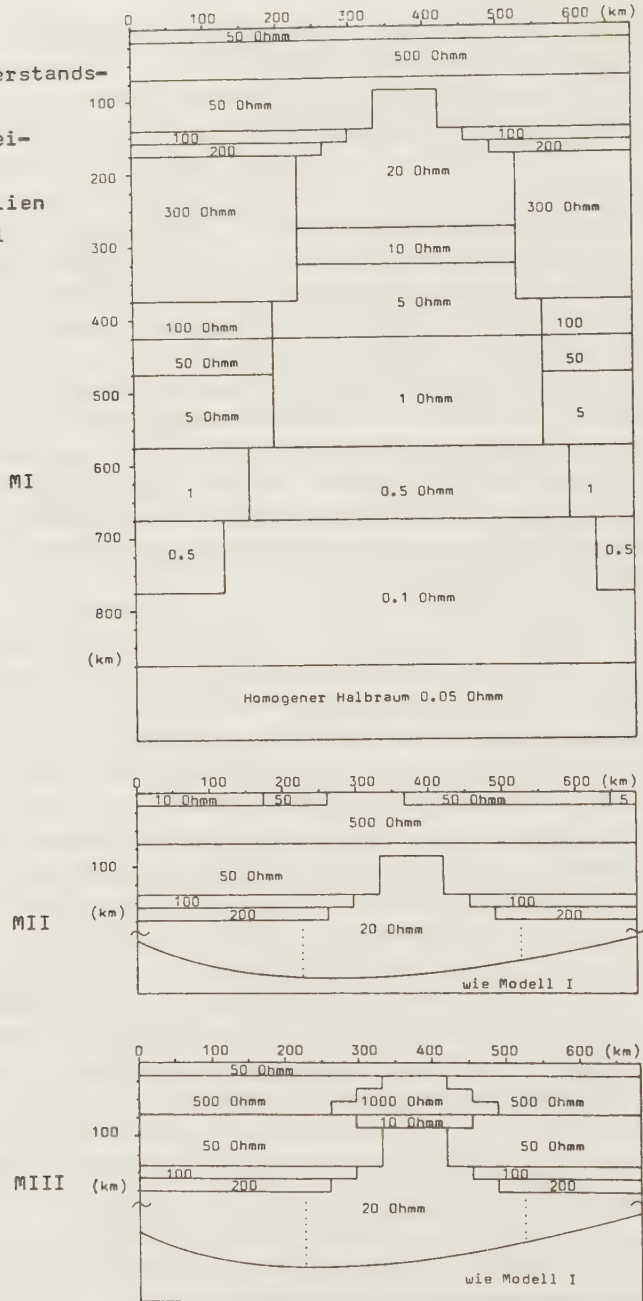
Bei der Erklärung der unterschiedlichen Tiefenlagen des gut leitfähigen Halbraumes an den Einzelstationen wurden zwei Argumente gebraucht: Entweder die innerhalb der tellurischen Verzerrungs-Analyse bestehenden Unsicherheiten im Bereich der Meßfehler lassen noch schwache Induktionsanomalien im Oberen Mantel zu oder die gut leitende Schicht in Tiefen um 400 km ist unter ERL und GRF zu dünn für eine Auflösung im Modell. Das zweite Argument scheint durch das Ergebnis des mitteleuropäischen 4-Schicht-Modells stark erschüttert zu sein, denn einen guten Leiter mit 120 km Mächtigkeit hätte man unter allen Umständen an jeder Station finden müssen, sofern er dort existiert.

Es bleibt also die Frage offen, ob tiefliegende Induktionsanomalien im Oberen Mantel auch sehr schwacher Ausprägung an der Oberfläche durch langperiodische Messungen in allen denkbaren Fällen erkannt werden können. Dazu wird nun anhand einer Modellstudie mit zweidimensionalen Widerstand-Strukturen der Einfluß von tief gelegenen lateralen Leitfähigkeits-Kontrasten abgeschätzt.

In Abbildung A4.3.2 werden drei alternative Widerstandsverteilungen als Modelle MI, MII und MIII eingeführt.

Abb. A4.3.2:

Alternative Widerstands-
strukturen zur
Untersuchung zwei-
dimensionaler
Induktionsanomalien
im Oberen Mantel



Die Modelle haben eine laterale Ausdehnung in x-Richtung von 2100 km (dargestellt sind die mittleren 700 km) und sind bis in eine Tiefe von 900 km strukturiert worden. Sie sind nur beschränkt realistisch, was durch die dem verfolgten Zweck angemessene "Überspitzung" mancher Modell-Eigenschaften bedingt ist.

MI stellt einen lateral geschichteten Krusten-Mantel-Bereich bis ca. 70 km Tiefe dar, unter dem sich eine zweidimensionale Widerstands-Struktur befindet. MII ist mit MI identisch bis auf die ersten 20 km der Kruste, in denen laterale Leitfähigkeits-Gradienten zugelassen werden. MIII ist mit MI identisch bis auf eine zusätzliche Einlagerung zweidimensionaler Strukturen im Bereich der Unterkruste und des obersten Mantels. Allen 3 Modellen ist ab ca. 200 km Tiefe ein abnehmender Widerstand bis zum fast perfekt leitenden Substratum gemeinsam.

Die folgenden Übertragungsgrößen sind für Perioden von 800 sek, 5000 sek und 86400 sek bestimmt worden. In Abb. A4.3.3 wird der Einfluß lateraler Widerstands-Gradienten an der Oberfläche im Vergleich von MI mit MII anhand der Z/H-Quotienten getestet. Es stellt sich heraus (und dies ist nichts neues), daß die hohen gemessenen Z/H-Werte nicht ohne eine Kruste mit großen lateralen Leitfähigkeits-Gradienten erklärt werden können. Der Betrag von Z/H wird in Modell MI nirgends größer als 0.15. Trotzdem zeichnet sich für T=5000 sek der Bezirk großer Leitfähigkeits-Gradienten zwischen 200 und 300 km Tiefe ab. Für die strukturierte Oberfläche in MII ergeben sich allerdings so große Z/H-Beträge, daß die Wirkung der Strukturen in 300 km Tiefe davon gänzlich verdeckt wird; die Z/H-"Antwort" auf die inhomogene Oberfläche ist auch bei großen Perioden noch nicht abgeklungen.

Auch bei den Q_{sII} - und φ_{II} -Ortskurven verdecken die Oberflächen-Anomalien in MII die tiefer liegenden (Abb. A4.3.4 a,b). Der Vergleich von MI und MIII zeigt sogar (Abb. A4.3.4 a,c), daß trotz beträchtlicher Unterschiede in Krusten- und Mantelstruktur für Q_{sII} und φ_{II} fast identische Ortskurven mit gleicher Perioden-Abhängigkeit erzielt werden. Dies gilt auch für Q_{sI} und φ_I bei MI und MIII (Abb. A4.3.5 a,c). Anders verhält es sich bei den Q_{sI} - und φ_I -Ortskurven aus MII: Die lateralen Widerstandsgradienten pausen sich als Unstetigkeiten der im Niveau stark periodenabhängigen Ortskurven bis zu längsten Perioden hin durch.

Abb. A4.3.3 a:

Modell MI

Erklärung im Text

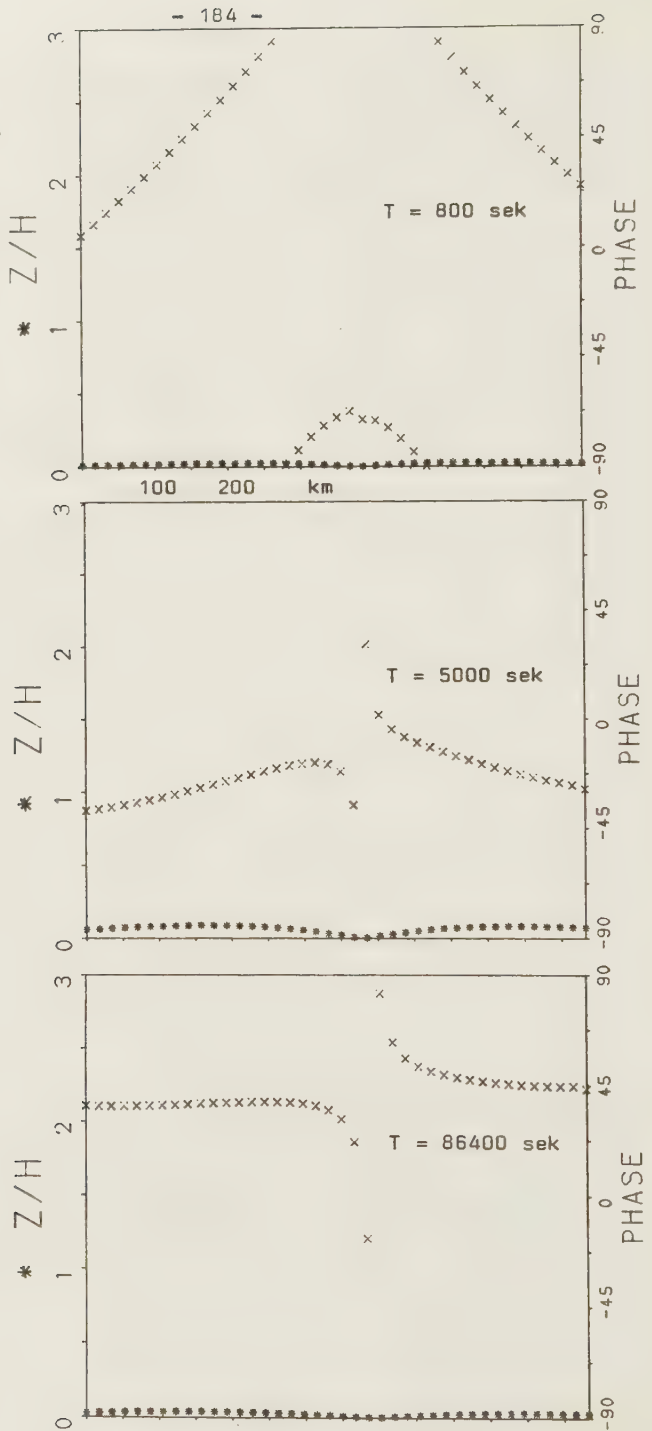


Abb. A4.3.3 b:

Modell MII

Erklärung im Text

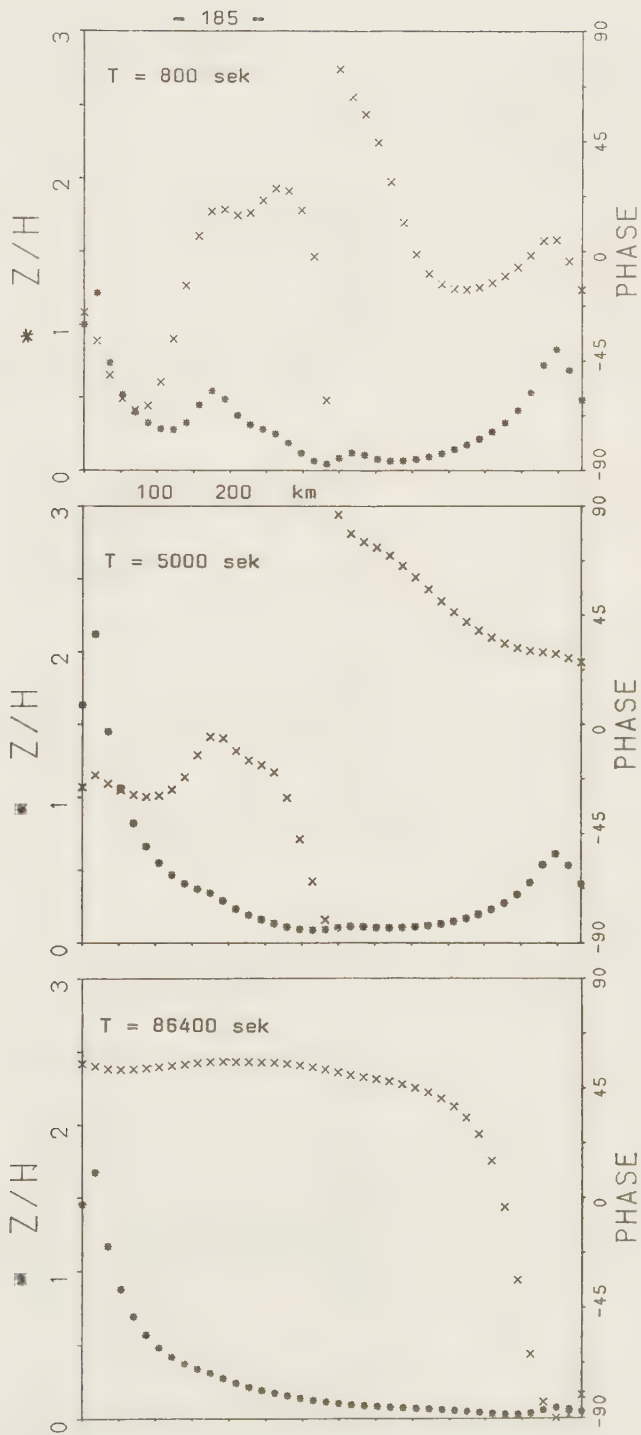


Abb. A4.3.4 a:

Modell MI

Erklärung im Text

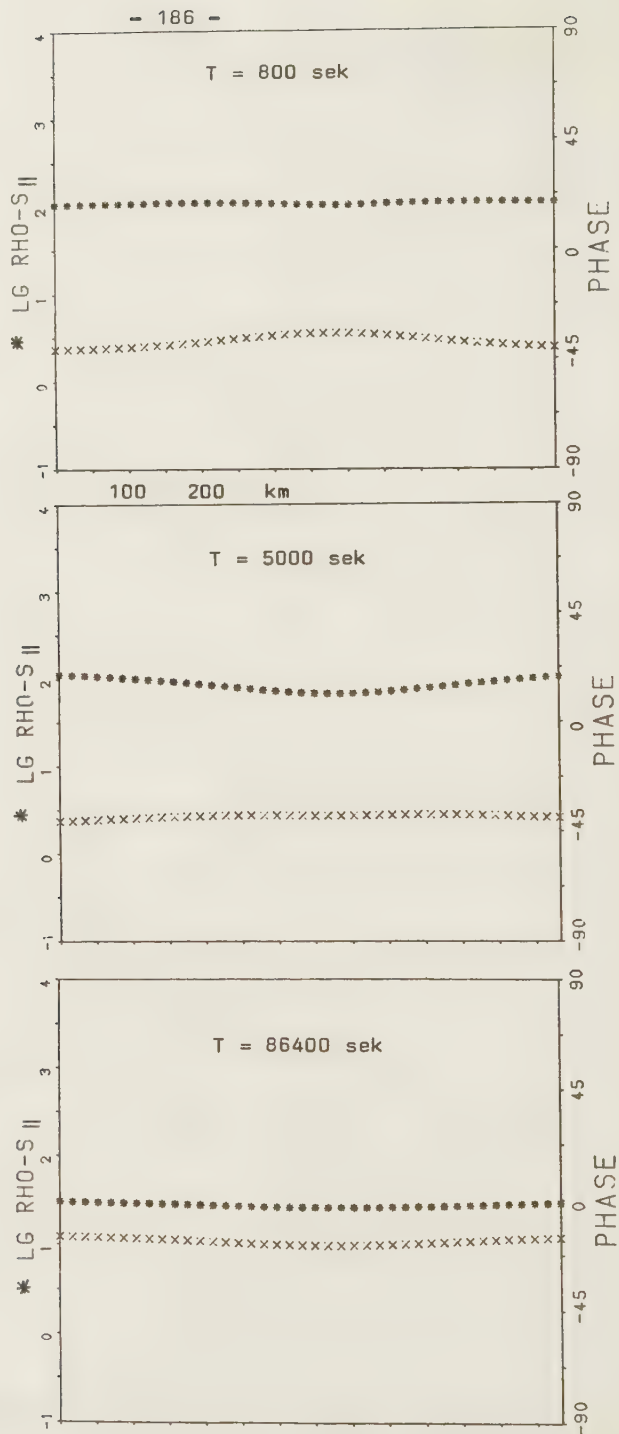


Abb. A4.3.4 b:

Modell MII

Erklärung im Text

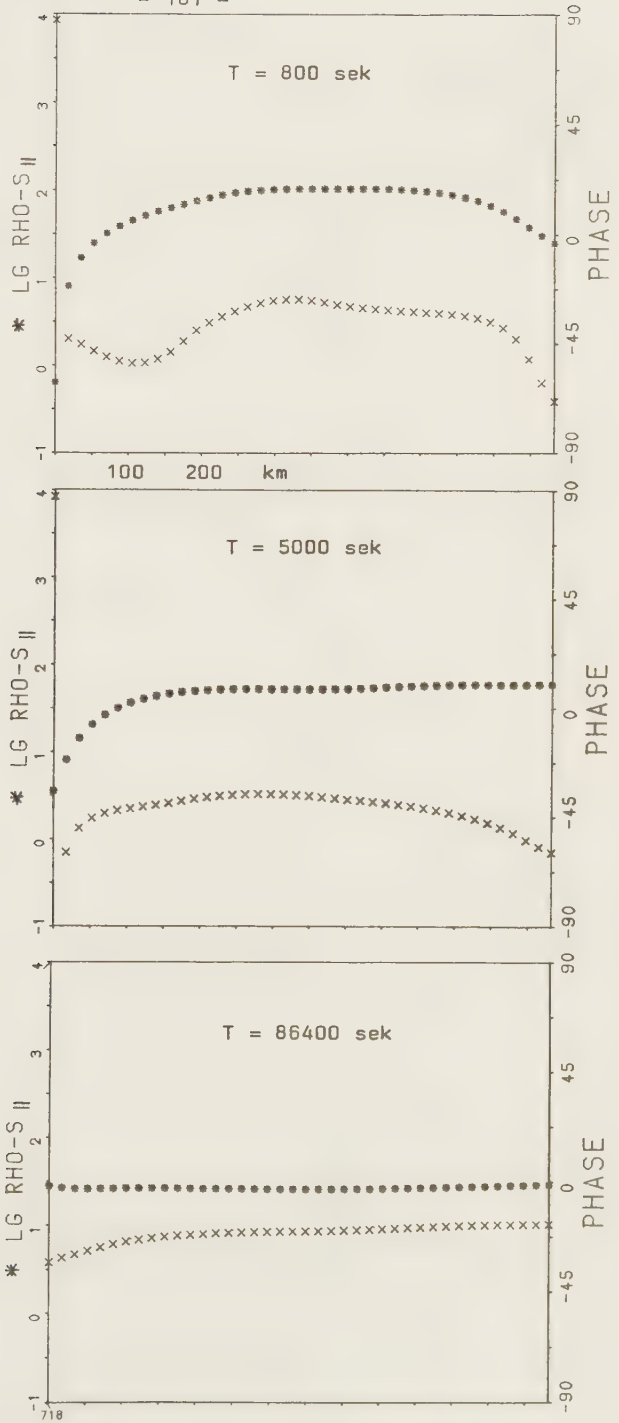


Abb. A4.3.4 c:

Modell MIII

Erklärung im Text

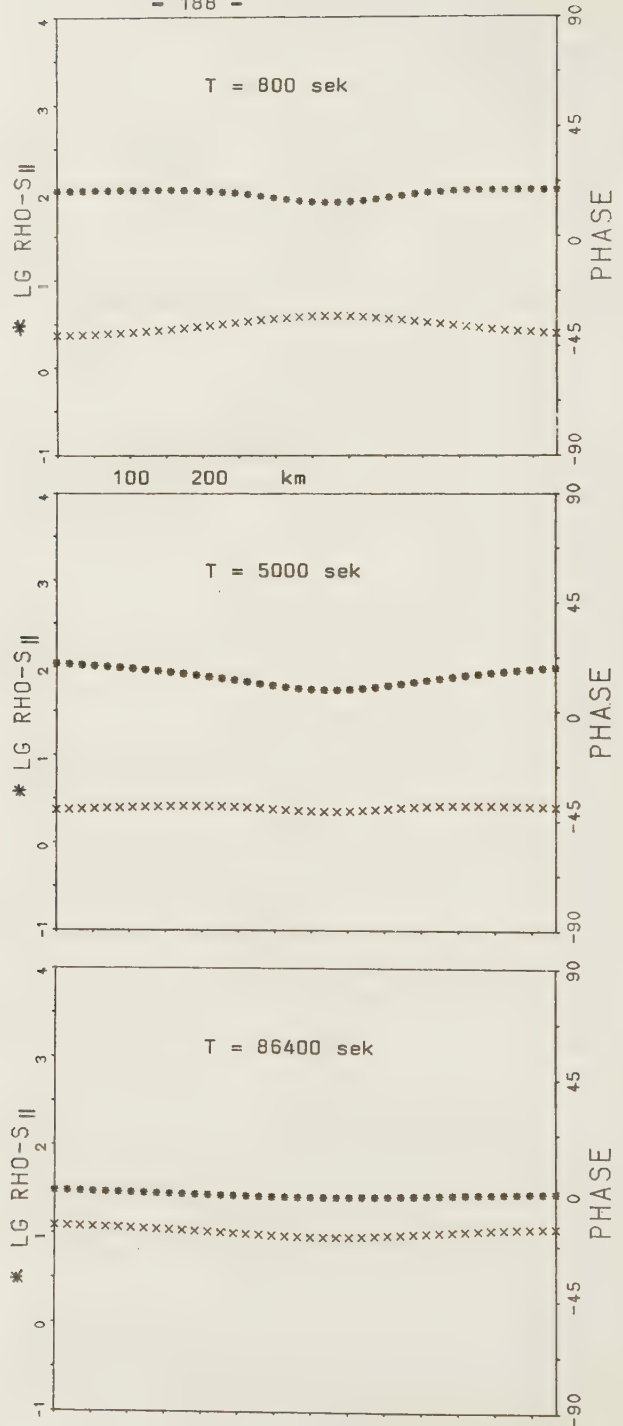


Abb. A4.3.5 a:

Modell MI

Erklärung im Text

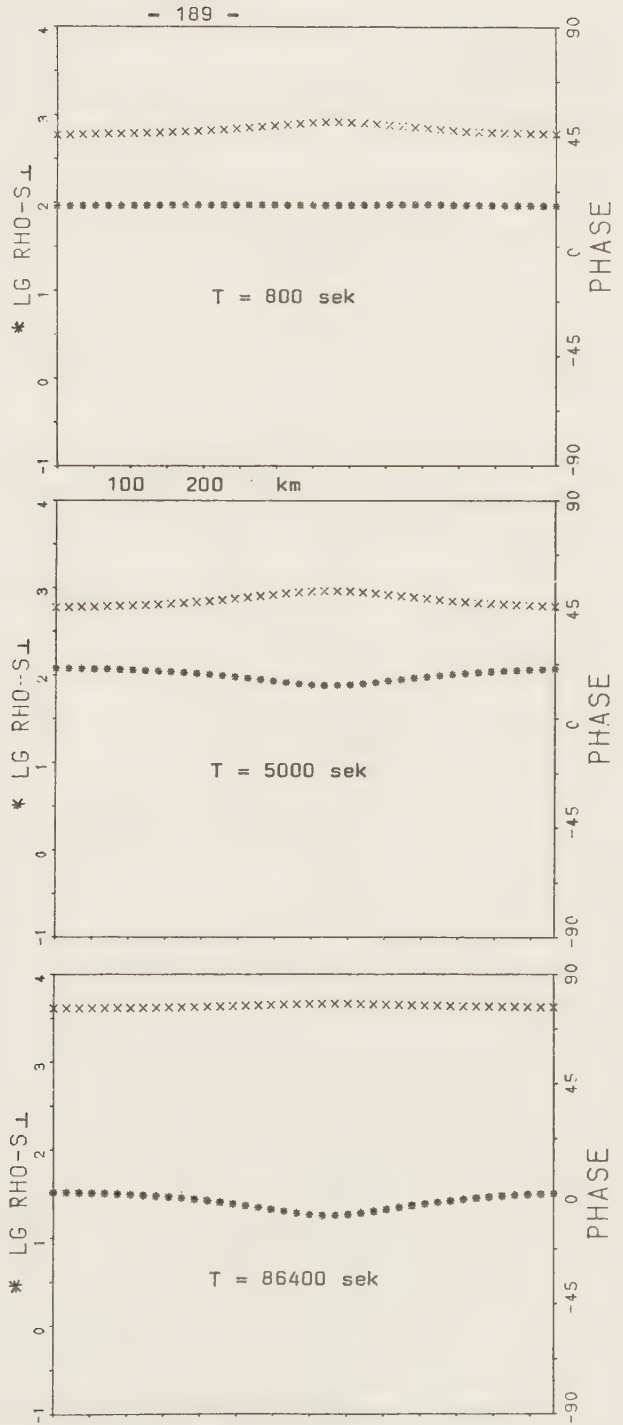


Abb. A4.3.5 b:

Modell MII

Erklärung im Text

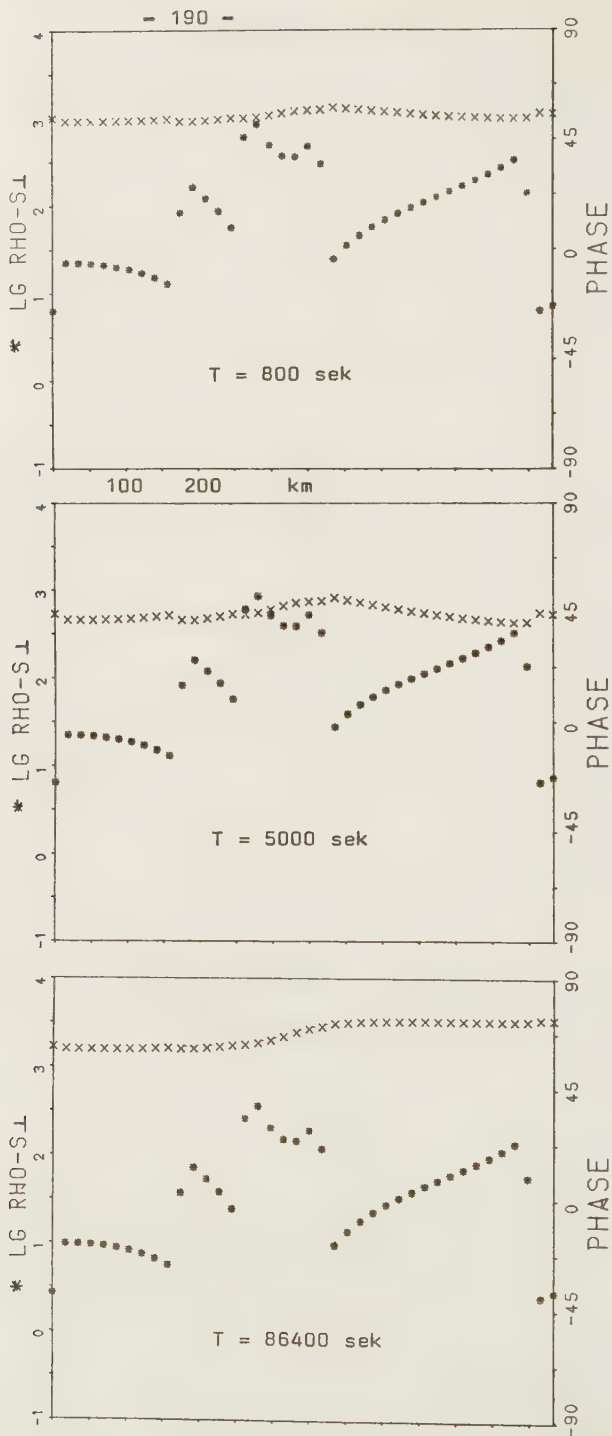
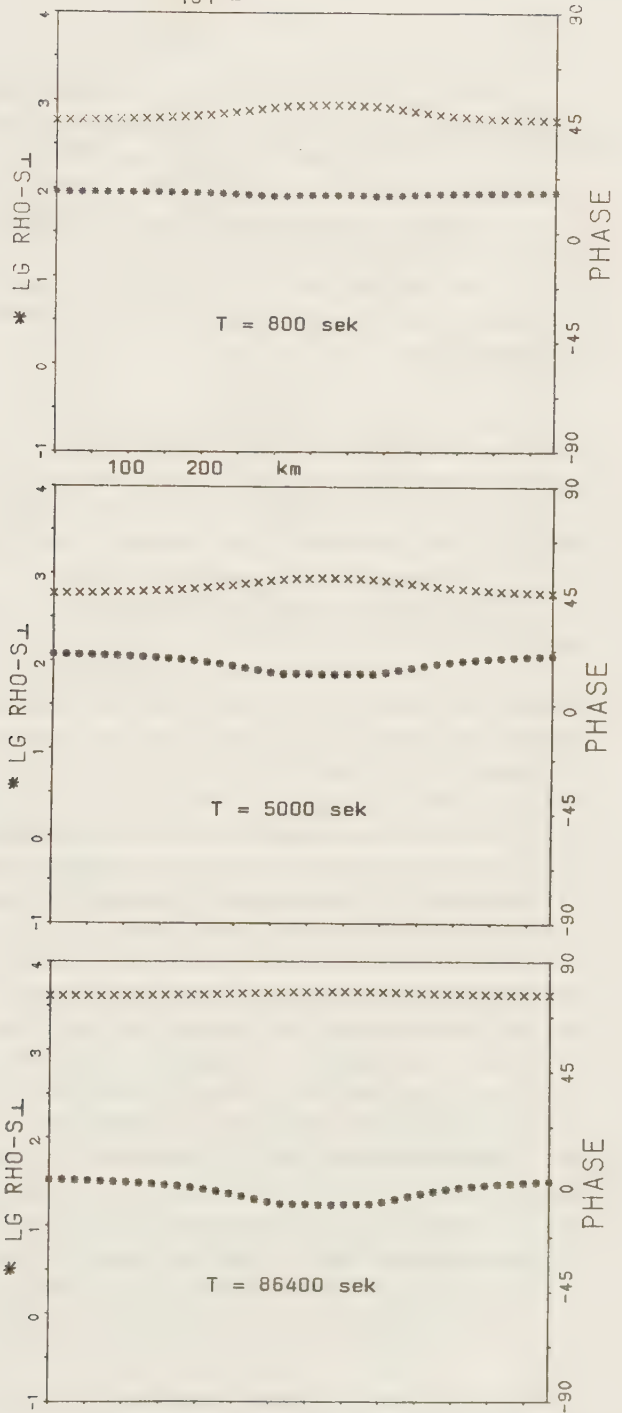


Abb. A4.3.5 c:

Modell MIII

Erklärung im Text



Die Beispiele zeigen, daß die Wirkung von tiefliegenden Induktionsanomalien auch bei mittleren und großen Perioden an der Erdoberfläche relativ gering sein kann.

Insbesondere können ausgedehnte gut leitende Deckschichten tiefer liegende Induktionsanomalien völlig abschirmen. Außerdem wurde klar, wie eine stark lateral variierende Widerstands-Struktur der Deckschicht die Effekte lateraler Leitfähigkeits-Gradienten in großer Tiefe auch für längste Perioden dominierend überlagern kann.

Die zur Demonstration verwendeten Modelle erfordern nunmehr eine Korrektur zu wirklichkeitsnäheren Widerstands-Strukturen im Untergrund. Dazu wird entlang eines Profils, das etwa auf der Verbindungslinie WIN-FFB liegt, eine mutmaßliche Widerstandsverteilung für den Untergrund unterstellt. Den Modellschnitt entlang des Profils beinhaltet Abb. A4.3.6.

Die tieferen Widerstands-Strukturen basieren auf dem Ergebnis einer Zusammenfassung gemessener kontinentaler Widerstandstiefen-Profile von Schmucker & Jankowski (1972) und einer Zusammenstellung kontinentaler Mantel-Modelle von Haak (1983). Die lateral großräumig gegliederte Leitfähigkeits-Verteilung an der Krustenoberfläche wurde nach Arbeiten von Jödicke (1980), Blohm & Homilius (1980), Weidelt (1978), Berkold, Kemmerle & Neurieder (1980) und vor allem Porstendorfer & Göthe (1977) definiert. Als Oberflächen-Anomalien wurden insbesondere die Norddeutsche Tiefebene, die Mitteldeutsche Kristallin-Schwelle und das Süddeutsche Molassebecken modelliert.

Auch ohne Berücksichtigung kleinräumiger Oberflächen-Störungen werden durch die Maxima der lateral integrierten Leitfähigkeits-Gradienten die lokalen Maxima in der Ortskurve von Z/H (Abb. A4.3.7a) bis zu Frequenzen von 2 cpd etwa noch 0.25 und übertreffen damit z.B. die Wirkung der in MI modellierten tiefen Induktions-Anomalien recht deutlich. Erklärbar wird auch das frequenzabhängige stetige Umklappen der imaginären Schmucker'schen Induktionspfeile, wenn man das Verhalten von $\text{Im}(Z/H)$ (Abb. A4.3.7b) über Leitfähigkeits-Grenzen mit großen σ -Gradienten betrachtet. Bemerkenswert ist das von der Periode nahezu unabhängige Minimum des Betrages von Z/H (Null-Durchgang

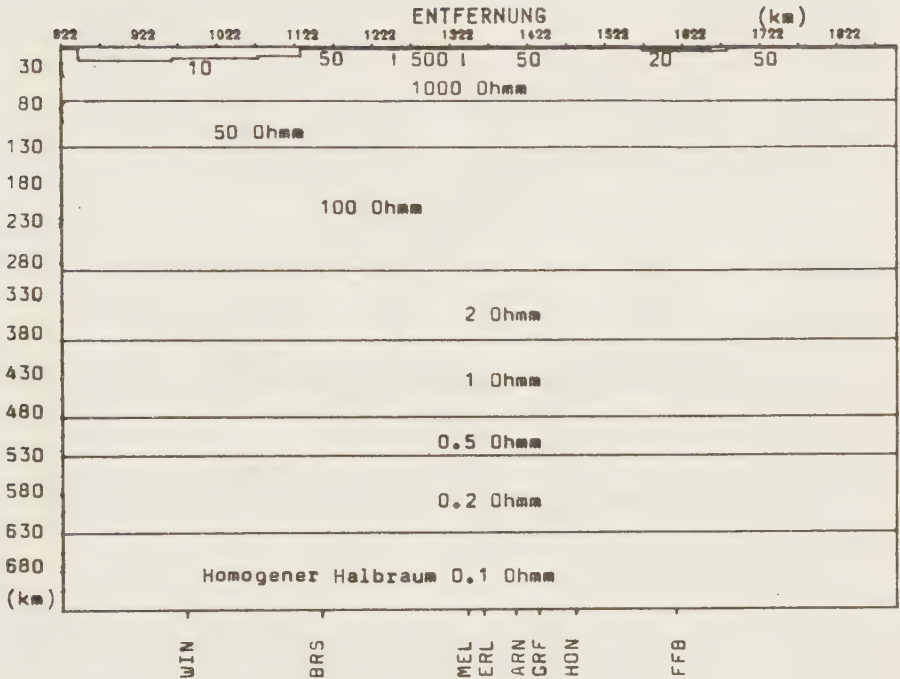


Abb. A4.3.6: Mutmaßliche Widerstands-Struktur entlang eines Profils W1N-FF8; die Stationsnamen geben den Fußpunkt des Lots der Stations-Position auf das Profil wieder

von Z) über den Zentren der lateralen Erstreckung gut leitender Becken oder Tröge.

Viel weniger empfindlich reagiert die Ortskurve von $\mathcal{Q}_{SII}$ auf solche Strukturen bei großer Periode (Abb. A4.3.8a); diese werden nur noch in der Phase angedeutet. Die Perioden-Abhängigkeit ist sehr markant, das Niveau der $\mathcal{Q}_{SII}$ -Ortskurve fällt zwischen $T=2000$ sek und $T=42300$ sek von ca. 150 Ohmm auf 75 Ohmm.

Wie erwartet, gibt die Unstetigkeit der $\mathcal{Q}_{SI}$ -Ortskurve (Abb. A4.3.8b) über Orten großer lateraler Widerstands-Änderungen die Geometrie des Oberflächen-Modells am besten wieder. Anders als bei $\mathcal{Q}_{SII}$ steigt das Niveau der $\mathcal{Q}_{SI}$ -Ortskurve mit

Abb. A4.3.7a:

Z/H $\arg(Z/H)$

Erkl. im Text

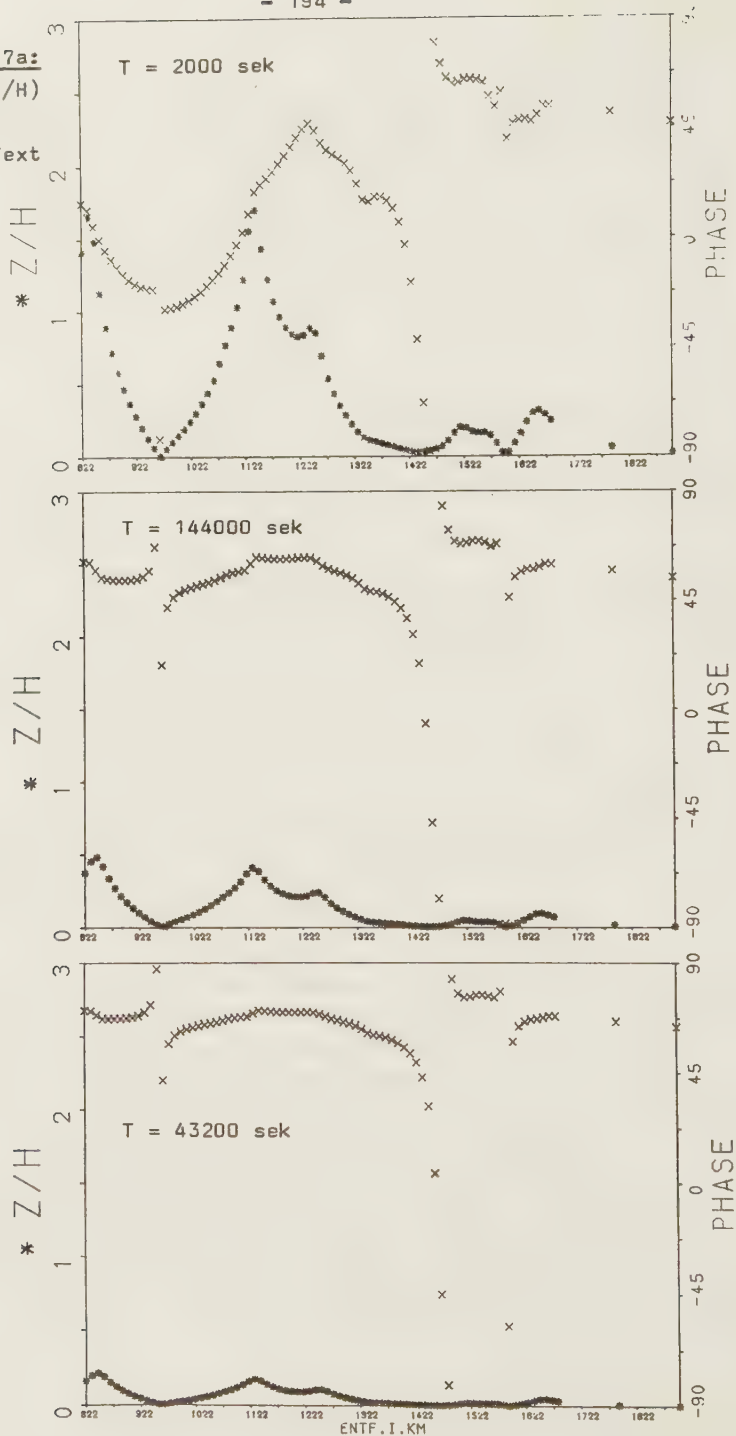


Abb. A4.3.7b:

$\text{Re}(Z/H)$ $\text{Im}(Z/H)$

Erkl. im Text

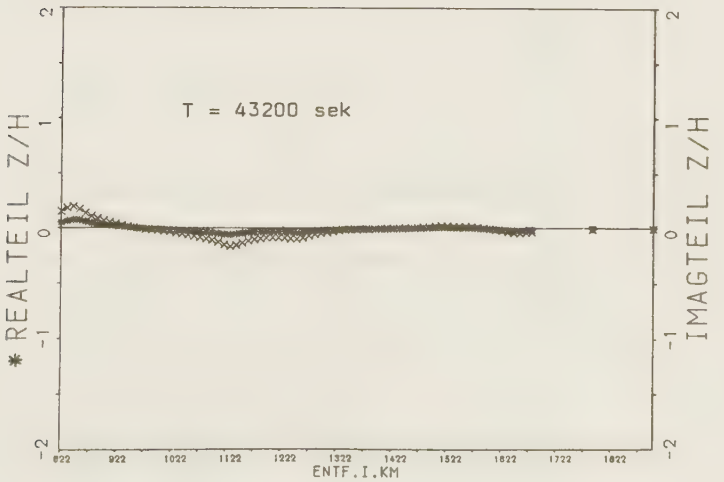
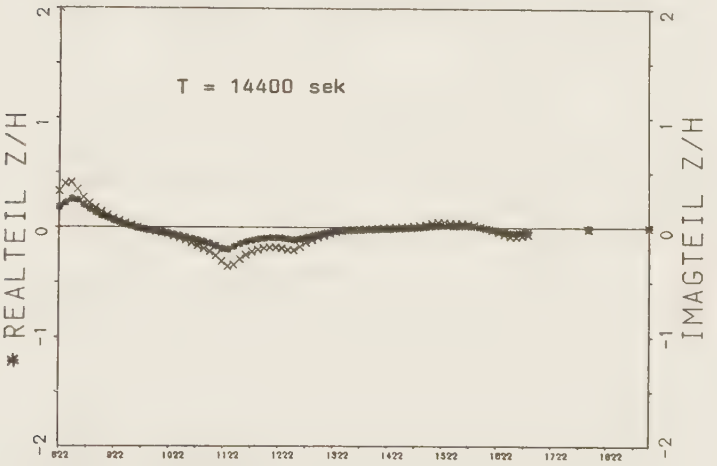
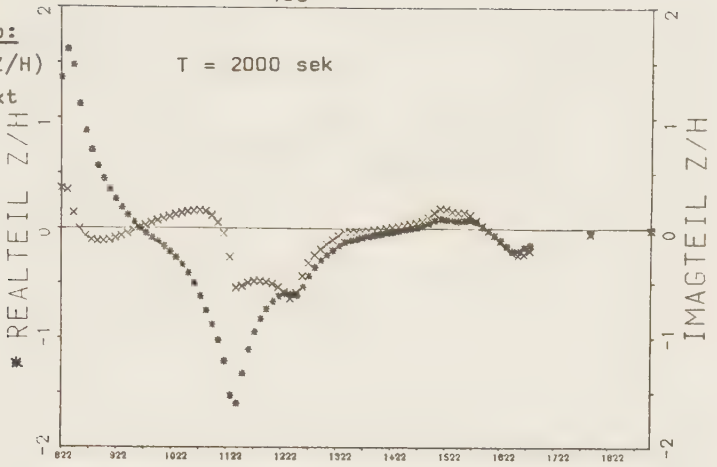


Abb. A4.3.8a:

EPOLA

Erkl. im Text

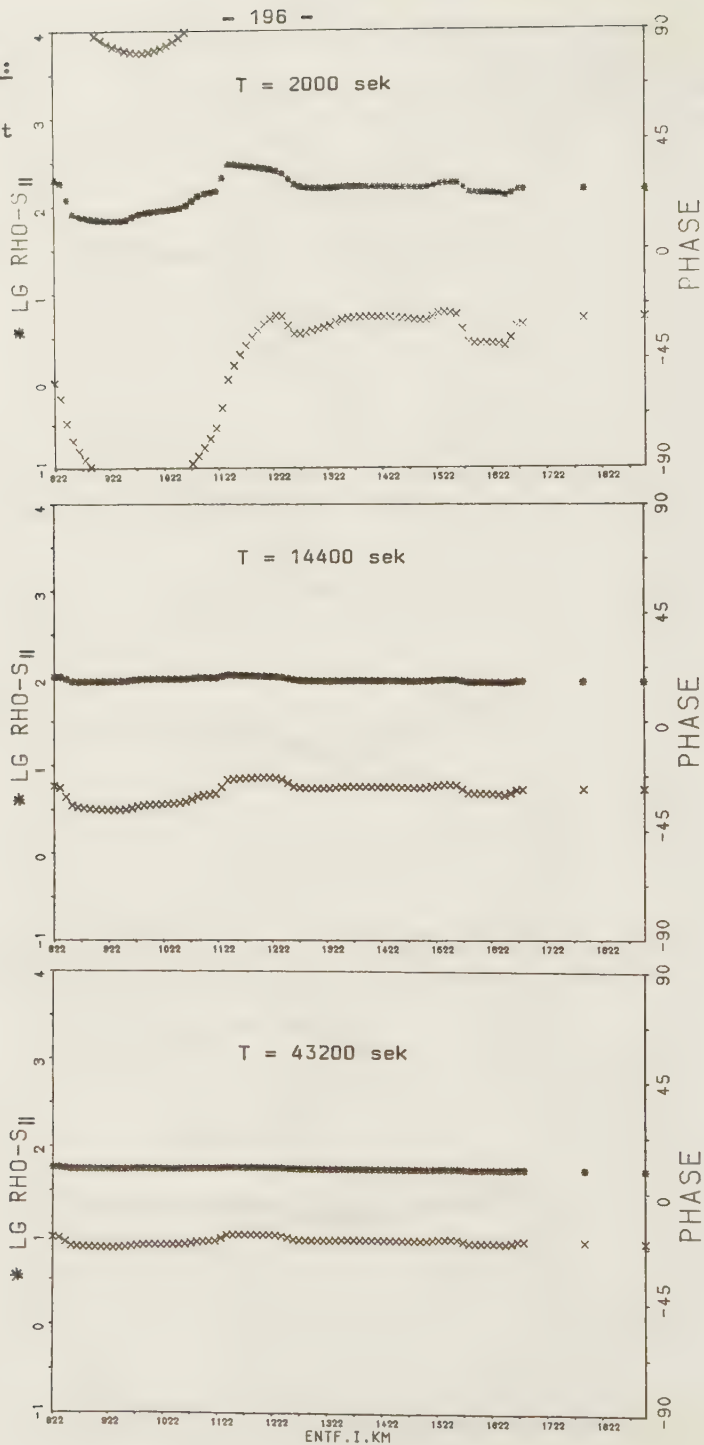
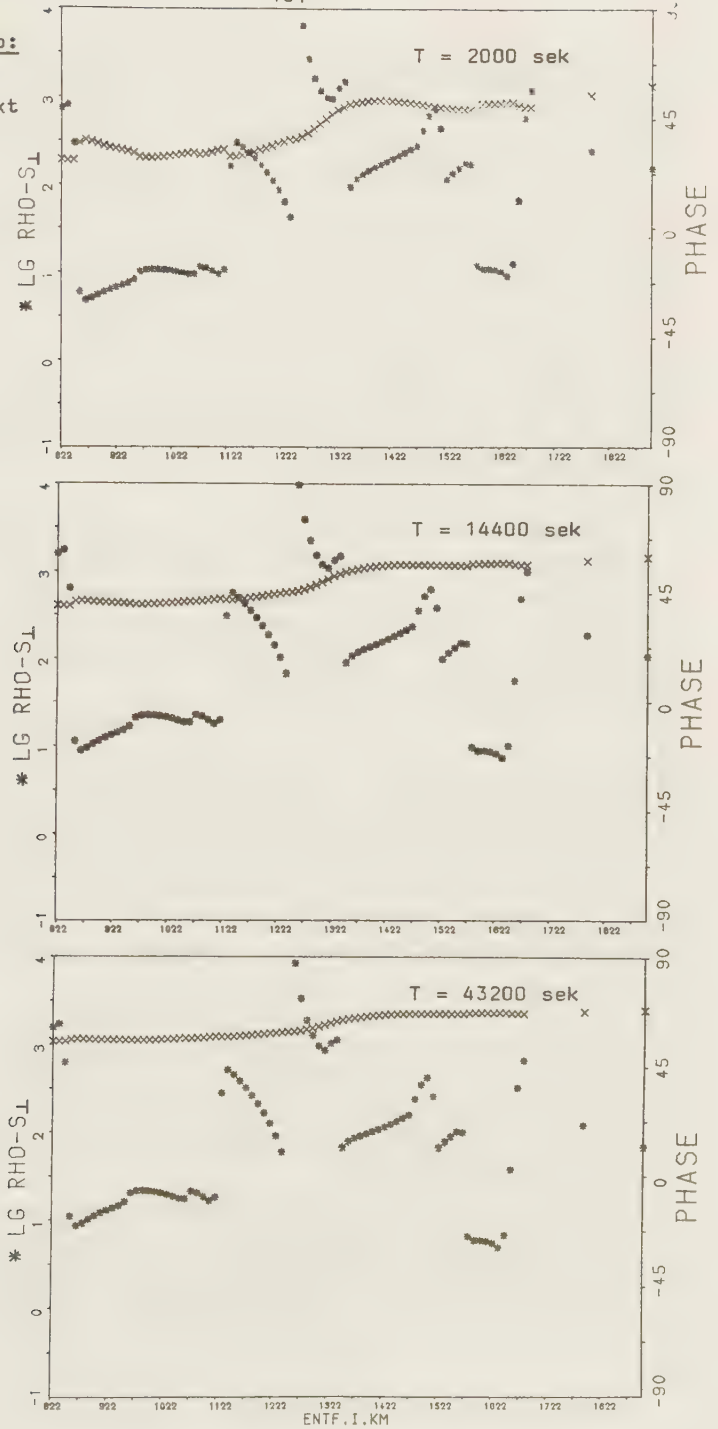


Abb. A4.3.8b:

HPOLA

Erkl. im Text



größer werdenden Perioden über gut leitenden Deckschichten merkbar an und fällt mit steigender Periode nur über schlecht leitenden Deckschichten. Somit ergibt sich für festgehaltenen Ort eine teilweise gegenläufige Perioden-Abhängigkeit für EPOLA- und HPOLA-Fall (ϱ_{sII} , ϱ_{sI}), die nur vom Oberflächen-Widerstand abhängt, auch für längste Perioden. Es ist auch offensichtlich, daß die Werte von ϱ_{sI} etwa über Kristallinschwellen keine im Untergrund tatsächlich vorhandenen Leitfähigkeiten widerspiegeln.

Die Unterschiede der Perioden-Abhängigkeit der scheinbaren Widerstände ϱ_{sII} und ϱ_{sI} für den elektrisch inhomogenen Untergrund können sich demnach bis zu den größten untersuchten Perioden noch verstärken, obwohl sie nur von der Widerstands-Struktur an der Oberfläche herrühren.

Auch bei einer wirklichkeitsnahen Oberflächen-Struktur des Widerstandes über einem lateral geschichteten Halbraum finden sich demnach in der Ortskurve der Übertragungsgrößen Effekte der lateralen Widerstands-Gradienten in der Kruste eben auch bei Perioden wieder, für die man Eindringtiefen z^* bis weit in Oberen Mantel hinein erwarten darf.

Gerade im Übergangsbereich zu ausgedehnteren kristallinen Komplexen an der Oberfläche, wie etwa im Gebiet der Mitteldeutschen Kristallinschwelle oder der Böhmisches Masse, besteht deshalb die Gefahr, daß die Unterscheidung zwischen zweidimensionalen Oberflächen-Verzerrungen einerseits und der Wirkung der Tiefenschichtung des Untergrundes andererseits zusehends schwieriger wird. Es besteht die Möglichkeit, daß dann die Verwendung der EPOLA-Impedanz zur Inversion zu irrelevanten Modellen führt.

Die in Frage kommenden Stationen ERL und GRF wurden aufgrund dieser Schlußfolgerung noch einmal interpretiert. Dabei wurde genauso verfahren wie bei der am Anfang dieses Abschnitts abgeleiteten mitteleuropäischen $\varrho(z)$ -Funktion - mit der Ausnahme, daß nur die Ergebnisse der $Z_n D$ -Produkte an der jeweiligen Station Verwendung fanden.

Die neuen Tellurikparameter wurden zu $D_{GRF}^I = 0.170$ und $D_{ERL}^I = 0.082$ bestimmt. Für Erlensee (ERL) ergab sich nun ein 4-Schicht-Fall, für Gräfenberg (GRF) ein 3-Schicht-Fall. Tabelle T4.3.2 listet die Ergebnisse für die neuen Endmodelle explizit auf.

GRF Endmodell			ERL Endmodell		
ρ (Ohmm)	d (km)	z (km)	ρ (Ohmm)	d (km)	z (km)
132.1	449.2		31.6	94.7	
		449.2			94.7
22.8	186.0		84.3	156.3	
		635.2			251.0
209.3			385.5	333.5	
					584.5
			0.0		

Tab. T4.3.2: Reinterpretation der Stationen ERL und GRF unter Verwendung der Produkte $Z_n D$

Für GRF ergibt sich nunmehr mit 450 km eine mit ARN und HON vergleichbare Tiefenlage der gut leitenden Zwischenschicht im Tiefen-Modell. Auch bei ERL wird diese Lage um fast 100 km nach oben korrigiert, bleibt jedoch mit 585 km noch überdurchschnittlich tief. Das Ergebnis für GRF bestätigt die Existenz einer relativ hochohmigen Schicht unter dem gut leitenden Mantelbereich in Tiefen um 650 km, wie sie auch im mitteleuropäischen Modell gefordert wurde.

Nach der Reinterpretation für die Stationen ERL und GRF, die durch Überlegungen zur Wirkung von Oberflächen-Strukturen im Übergangsbereich zu ausgedehnten kristallinen Komplexen notwendig geworden war, scheint klar zu sein, daß in Tiefen um 400 km bis 450 km an allen Stationen die selbe gut leitende Schicht beginnt. Innerhalb der Modellfehler kann ihre Tiefenlage für die Stationen ARN, HON und GRF als nahezu identisch betrachtet werden; eine leichte Tendenz zu größeren Tiefen zu diesem Leiter scheint in nördlicher und östlicher Richtung zu bestehen. Die nördlichste dieser vier Stationen weicht in der Tiefe der Oberkante der gut leitenden Schicht deutlich nach unten ab (ERL). Die Ergebnisse der Einzelstations-Auswertung und das mitteleuropäische Regional-Modell stehen jetzt auch nicht mehr im Widerspruch zueinander. Dabei ist nur durch die Reinterpretation für die Stationen ERL und GRF Anpassung erzielt worden. Für ERL kann die Anwendung eines abweichenden Interpretations-Verfahrens neben den o.a. Überlegungen zu 2-D-Oberflächen-Strukturen auch mit den etwas anomalen tellurischen Verzerrungen der Abb. A4.1.1 für die Koeffizienten A, B und C gerechtfertigt werden.

4.4. Diskussion der Ergebnisse

Im folgenden werden die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit im Vergleich mit bereits vorliegenden Resultaten diskutiert und in diesem Zusammenhang indirekt auch weitere elektrische Eigenschaften von Lithosphäre und Asthenosphäre erschlossen.

Simultane Messungen an 4 Magnetotellurik-Stationen und 4 Observatorien im Periodenbereich des Sq-Ganges, abgesichert durch begleitende Pulsationsmessungen und unterstützt durch eine punktuelle Gleichstrom-Sondierung, sind in diesem Umfang und nach diesem konzeptionellen Ansatz erstmals durchgeführt worden. Die Grundgedanken dieses Konzepts finden sich jedoch bereits in den Arbeiten von Schmucker (1980, und mündl. Mitteilung 1982), Larsen (1975, 1977) und Junge (1982, und mündl. Mitteilung 1982, 1983).

Junge (1982) hat als Erster an mitteleuropäischen Stationen die Methode Larsen's der magnetotellurischen Auswertung im Sq-Kontinuum angewandt. Seine Ergebnisse für die Station Baiershofen (BAI, bei Augsburg) liegen in Form einer $\zeta^*(z^*)$ -Funktion vor und bestätigen die Tiefenlage der Konduktosphäre im Oberen Mantel bei etwa 400 km für die ca. 80 km nordwestlich gelegene Station HON sehr gut; der Widerstand der ersten 400 km ist für HON nur wenig größer als für BAI.

Junges Ergebnisse bei der Analyse der tellurischen Verzerrung sind bis auf die Beträge der Elemente der tellurischen Verzerrungsmatrix mit den hier gefundenen Resultaten gut vereinbar; die Beträge sind etwa um den Faktor 2 niedriger als die hier abgeleiteten (was u.U. bei Junge auf die Verwendung von "magnetisch" abgeleiteten $\zeta^*(z^*)$ -Werten beruht, die nicht ausschließlich im Meßgebiet der Magnetotellurik erzielt wurden). Ansonsten stellt sich auch an den Stationen BAI und DEP (bei Göttingen) der Fall einer reellen Matrix $\underline{A}$ ein, der durch die Gleichstrom-Verzerrung einer dünnen, elektrisch inhomogenen Deckschicht hervorgerufen wird.

Die tellurischen Vektoren der Stationen HON, ARN, GRF, ERL, BAI und DEP, die aus den nicht optimierten Impedanztensoren bestimmt wurden, stehen für Frequenzen zwischen 0 cpd und 12 cpd etwa senkrecht zur variskischen Streichrichtung. Da dies auch

bereits von Schmucker & Wiens (1980) für tellurische Vektoren im Gebiet des Leinetal-Grabens festgestellt wurde, scheint sich die von Junge (1982) geäußerte Vermutung zu bestätigen, wonach diese Richtung der aus der nicht auf Hauptachsen transformierten tensoriellen Impedanz bestimmten tellurischen Vektoren für den Raum Mitteleuropa charakteristisch sein könnte. Eine weitergehende Erklärung dieses Phänomens scheint allerdings an dieser Stelle nicht möglich zu sein.

Die Tatsache, daß tellurische Verzerrungen oftmals allein eine Folge der verzerrenden Wirkung einer dünnen Deckschicht variabler integrierter Leitfähigkeit sind, wurde auch von anderen Autoren erfolgreich zur Reduzierung eben dieser Verzerrung genutzt. So haben z.B. Schmucker & Wiens (1980) für Bay-Störungen geologische Lineamente des Leinetal-Grabens als Ursache von statischen Verzerrungen des tellurischen Feldes ausgemacht.

Trotzdem kann diese Eigenschaft einer inhomogenen Erdkruste für sehr lange Perioden auch für das hier untersuchte Gebiet nur innerhalb gewisser Fehlergrenzen nachgewiesen werden. Deshalb ist aus den bekannten Ergebnissen der tellurischen Verzerrungsanalyse der Schluß auf einen Oberen Mantel homogener Leitfähigkeits-Struktur nur bedingt zulässig.

Die mit der Auswertungs-Methode in Sq-effektiven Koordinaten gewonnenen ζ^* - und z^* -Werte an den Stationen WIN, NIE, DOU und FFB sprechen für eine von N nach S aufsteigende Konduktosphäre im Oberen Erdmantel; die für 1 cpd bestimmten Eindringtiefen z^* nehmen von N nach S ebenso ab wie die zugehörigen scheinbaren spezifischen Widerstände ζ^* . Dieses Ergebnis wird untermauert durch die aus magnetotellurischen Ergebnissen abgeleiteten Modelle an den Stationen GRF, ARN und HON, wobei sich ein deutliches Abtauchen der gut leitfähigen Schicht in Tiefen um 400 km nach Osten abzeichnet.

Über die in der Modellrechnung gefundenen Oberkanten dieses guten Leiters, die maximalen Eindringtiefen (für 1 cpd) an den Observatorien und die Stationsabstände lassen sich Abschätzungen für die vermutlichen mittleren Abtauchwinkel der niederohmigen Mantelschicht anstellen. Demnach beträgt der Abtauchwinkel nach N ca. 7° und der nach E etwa 12° (gemessen aus der Horizontalen).

Dieser Befund einer nach NE abtauchenden Schicht guter

Leitfähigkeit wird unter anderem durch die Ergebnisse für scheinbare Eindringtiefen z^* (bei 1 cpd) von Fainberg & Berdichevsky (1977, S. 387f) und die Resultate von Porstendorfer & Göthe (1977, S119f) für Q_s ($T=10000$ sek)-Werte unterstützt. Letztere postulieren einen guten Leiter in einer Tiefe von ungefähr 400 km unter Mitteleuropa, der unter den Baltischen Schild hinein bis auf 1000 km abtaucht und im Alpenbogen in Tiefen kleiner als 100 km zu finden ist.

Beide Autorengruppen sehen eine Korrelation zwischen der aufsteigenden Konduktosphäre im Oberen Mantel und einer etwa in SE-NW streichenden breiten Wärmefluß-Anomalie (Hurtig & Oelsner, 1975), die sich vom Bosphorus über das Panonische Becken und das Norddeutsch-Polnische Tiefland bis nach Mittelengland verfolgen läßt. Gerade im Bereich des Untersuchungsgebietes dieser Arbeit wird regional ein maximaler Wärmestrom etwa entlang des Oberrhein-Grabens zwischen Schwarzwald und Frankfurt erreicht. Diese kleinräumigere Anomalie streicht SW-NE und verschwindet etwa an der Ostsee-Küste in einem Übergangsbereich großer lateraler Wärmefluß-Gradienten, der ungefähr mit der Tornquist-Linie zusammenfällt (Hänel, 1976).

Diese rheinisch bis variskische Streichrichtung wird insbesondere durch die an allen Magnetfeld-Stationen gefundene Richtung des Induktionspfeils bei 5 cpd bestätigt. Außerdem scheint es, als würde die nicht optimierte Impedanz bis zu Perioden des S_q -Kontinuums, für deren Darstellung tellurische Vektoren verwendet werden können, die Streichrichtung dieser regionalen Anomalie des Wärmeflusses auch aus magnetotellurischen Resultaten ergeben. Überdies bestärkt das in A3.3.7 gefundene Minimum des Betrages von Z/H , welches für ca. 4 bis 5 cpd für Wingst nur noch wenig ausgeprägt ist, die Vorstellung von einer unter Wingst bereits wesentlich tiefer liegenden gut leitfähigen Schicht im Oberen Mantel, die im Mittel des Untersuchungsgebietes in 450 km Tiefe liegt.

Das Widerstands-Tiefen-Profil an der Station ERL - sie liegt fast genau auf der SW-NE streichenden Achse der regionalen Wärmefluß-Anomalie - weicht beträchtlich von anderen Stationen ab und muß im Rahmen der übrigen Ergebnisse dieser Arbeit als singulär bezeichnet werden. Eine sehr hochohmige Resistosphäre

reicht bis ca. 580 km Tiefe hinab, erst dort wird im Oberen Mantel ein guter Leiter erkannt. Wahrscheinlich müssen diese hohen Widerstände in so großen Tiefen in Zusammenhang mit einer Zone tertiären Vulkanismus' gebracht werden, die sich u.a. in unmittelbarer Nähe der Station ERL im Basalt-Massiv des Vogelsberges manifestiert.

Über die laterale Ausdehnung des hochohmigen Mantelbereiches kann keine exakte Aussage gemacht werden. Es läßt sich jedoch feststellen, daß große Widerstände im Oberen Erdmantel an der nur etwa 85 km in E-SE gelegenen Station ARN nicht mehr existieren, während sie an der ca. 120 km in E-NE-Richtung gelegenen Station MEL bis in Tiefen um 260 km noch nachweisbar sind und für den Mantelbereich in noch größeren Tiefen nicht ausgeschlossen werden können.

Inwieweit die Ergebnisse der Stationen ERL und MEL Hinweise auf die Existenz eines Manteldiapirs in diesem Teil des Untersuchungsgebietes darstellen, kann aus den vorliegenden Fakten allein nicht beantwortet werden. Dazu bedarf es neben einer genaueren räumlichen Abgrenzung des hochohmigen Mantelbereiches vor allem auch noch vertiefender Analysen zur Auflösung des Parameters des spezifischen Widerstandes dieser hochohmigen Schichten innerhalb der Modellrechnung und eingehender Abstimmung mit petrologisch-physikalischen Befunden (vgl. Haak, 1983).

Das in Abschnitt 4.3. abgeleitete für das Untersuchungsgebiet repräsentative mitteleuropäische Widerstands-Tiefen-Profil erbringt insofern neue Ergebnisse als es vorliegende Resultate systematisch modifiziert. So wird z.B. die mittlere Tiefenlage der Konduktosphäre im "kontinentalen Sq-Modell" von Schmucker (1974) und im Modell HTZc (Richards, Schmucker & Steveling, 1980) um ca. 50 km nach oben korrigiert. Anders als in diesen Arbeiten setzt sich im hier vorgelegten mitteleuropäischen Modell der spezifische Widerstand unter der gut leitenden Schicht im Oberen Mantel ab ca. 570 km Tiefe mit ähnlich hohen Werten fort (40 Ohmm), wie sie über dieser Schicht gefunden wurden, bevor er - etwa an der Grenze zum Unteren Erdmantel in ca. 1000 km Tiefe - sehr klein wird. Schmucker (1974) findet diese tiefe Leitfähigkeits-Erhöhung aus D_{St} -Daten in ca. 900 km Tiefe.

Während die Resultate für den tieferen Bereich des Oberen Mantels im Untersuchungsgebiet von anderen Autoren zumindest nicht widerlegt werden, ergeben sich im Tiefenbereich der Lithosphäre deutliche Abweichungen. Relativ gut leitende Schichten im Oberen Mantel werden z.B. von Petr et al. (1964, nach Keller 1971) in der Tschechoslowakei in 150 km Tiefe, von Militzer & Porstendorfer (1968, nach Keller 1971) in der nördlichen DDR in Tiefen von ca. 90 km und Vozoff & Swift (1968, nach Keller 1971) in der Bundesrepublik Deutschland zwischen 110 und 130 km Tiefe gefunden. In allen zitierten Arbeiten ist diese Schicht sehr dünn - mit dem in dieser Arbeit verwendeten Inversionsverfahren und der vorliegenden Perioden-Auflösung ist diese Schicht für Tiefen-Modelle offensichtlich nicht auflösbar.

Die in Abschnitt 4.3. festgestellte "Widerstands-Lücke" zwischen Krusten- und Tiefen-Modell scheint aber ein deutlicher Hinweis auf ihre Existenz auch im Meßgebiet zu sein.

Das mittlere Krusten-Modell schließlich weist einen intrakrustalen Leiter in ca. 20 km Tiefe aus. Dieser Befund fügt sich gut in eine Kartierung für die Tiefe solcher Leiter in Europa von Porstendorfer & Göthe (1977) ein. Die extremen Tiefenlagen für diesen Leiter mit 12 km (ARN) und 28 km (HON) sind jedoch Anzeichen für eine lokal sehr unterschiedliche elektrische Struktur der Kruste.

Mit der verfolgten Strategie der Verknüpfung magnetotellurischer und rein magnetischer Meßergebnisse aus etwa dem selben Meßgebiet konnten einige wichtige strukturelle Eigenschaften der Leitfähigkeit des Oberen Mantels unter Mitteleuropa gefunden werden. Für eine weitere Ausdeutung der Interpretationsergebnisse hinsichtlich petrologischer oder geodynamischer Aspekte erscheint die vorliegende Fakten-Basis noch als zu lückenhaft. Die vorliegenden Resultate werfen jedoch bereits jetzt eine Reihe von Fragen auf, die durch zukünftige Untersuchungen dieser Art beantwortet werden könnten; vier dieser Fragen seien in Kürze erwähnt:

1. Gibt das Aufsteigen der Konduktosphäre von N nach S (oder NE nach SW) etwa den typischen Übergang von kontinentalen Mantelbereichen unter alten Schilden über den Mantel unter jungen Kontinenten bis hin zu einem fast ozeanischen Mantel im Gebiet des alpiden Orogens wieder?

2. Gibt es einen Zusammenhang zwischen tektonischem Alter (Zeit seit der letzten tektonischen Beanspruchung) und der Tiefenlage eines guten Leiters im Oberen Erdmantel in Tiefen zwischen 400 und 600 km? Wenn ja, ist in jedem Fall auch ein Zusammenhang mit Wärmestrom-Anomalien zu finden?
3. Gibt es aus elektromagnetischen Tiefensondierungen ausreichende Indizien für oder gegen die Existenz eines Manteldiapirs im Gebiet des Vogelsberges?
4. Warum wird die Streichrichtung der regionalen Wärme-fluß-Anomalie aus magnetischen Übertragungsgrößen (Induktionspfeil) nur für Frequenzen um 5 cpd erkennbar? Bedeutet dies eine tiefsitzende sich entlang der Anomalie-Achse erstreckende zweidimensionale Leitfähigkeits-Struktur im mitteleuropäischen Bereich des Oberen Erdmantels?

Die Beantwortung dieser Fragen erscheint möglich, hängt aber von der weiteren Entwicklung der Tiefen-Magnetotellurik und besonders der langperiodischen magnetotellurischen Auswertungsverfahren ab.

Außer der konsequenten gemeinsamen Interpretation magnetischer und magnetotellurischer Sondierungs-Ergebnisse sind vor allem methodische Weiterentwicklungen auf dem Gebiet der Kontinuums-Auswertung notwendig. Eine wichtige Rolle wird dabei die Untersuchung der Frequenzabhängigkeit der räumlichen Struktur (Frequenz-Wellenzahl-Charakteristik) des primären erdmagnetischen Sq-Kontinuums spielen. Die Unabdingbarkeit einer geomagnetischen Eichung langperiodischer magnetotellurischer Ergebnisse erscheint aufgrund der Erfahrungen aus der vorliegenden Arbeit als erwiesen.

5. Zusammenfassung

Die Induktion durch das natürliche erdmagnetische Feld in der leitfähigen Erde wurde zur Untersuchung der räumlichen Struktur der elektrischen Leitfähigkeit des Oberen Erdmantels unter Mitteleuropa genutzt.

Die dazu notwendigen Eindringtiefen bis zu 1000 km sowie die abschirmende Wirkung des Skineffekts auf hochfrequenzere Magnetfelder erforderten die Erfassung sehr langer Perioden der zeitlichen Änderung bis in den Bereich der Tagesvariation.

In den Jahren 1982/83 wurden die zeitlichen Variationen des Erdmagnetfeldes an insgesamt 10 mitteleuropäischen Stationen bis zu Perioden von einem Tag vermessen. An 5 dieser Stationen wurden simultan im selben Periodenbereich auch die Horizontal-Komponenten des tellurischen Feldes aufgezeichnet.

Der Abgriff des erdelektrischen Feldes entlang kurzer Sondenstrecken (150 m - 200 m) erforderte den Bau spezieller Sonden mit hoher zeitlicher Basis-Stabilität.

Messungen im Periodenbereich der Pulsationen und Bays an den Tellurik-Stationen und jeweils zwei zusätzlichen Satelliten-Stationen im Sommer 1982 erbrachten auch Informationen über die Widerstands-Struktur der Erdkruste.

Die besondere Geometrie der ionosphärischen Sq-Stromwirbel, den Quellen der Magnetfeld-Schwankungen bei Perioden von 24, 12, 8 und 6 Stunden, ließ nur eine modifizierte Anwendung elektromagnetischer Standard-Verfahren zu.

Die skalare Impedanz des Oberen Mantels wurde aus Magnetfeld-Daten in Sq-effektiven Koordinaten berechnet, die tensorielle Impedanz aus magnetischen und tellurischen Horizontal-Komponenten im spektralen Kontinuum zwischen den Sq-Harmonischen.

Eine Analyse der tellurischen Verzerrung ergab folgende Resultate:

- Die tellurischen Vektoren aus nicht optimierten tensoriellen Impedanzen zeigen für Perioden zwischen 2 und 24 Stunden an allen Magnetotellurik-Stationen etwa in Richtung NW, was auf ein großräumiges SW-NE streichendes Widerstands-Muster

im Untergrund hinweist.

- Die tellurische Verzerrung läßt sich im Mittel der Stationen mit der Wirkung einer dünnen Deckschicht variabler integrierter Leitfähigkeit vergleichen. Die Unbestimmtheit innerhalb von Meßfehlern schließt jedoch die Existenz von Induktions-Anomalien im Oberen Mantel nicht vollkommen aus.
- Innerhalb der Meßfehler gibt die tellurische Analyse bei langen Perioden die statische Verzerrung jener oberflächen-nahen Induktions-Anomalien wieder, die bei Pulsations-Perioden gefunden wurden; dies gilt insbesondere für die Richtung der Hauptachse der tellurischen Schwingungs-Ellipse.

Bei der Uminterpretation der Meßergebnisse in Widerstands-Tiefen-Funktionen kristallisierten sich vier wesentliche Punkte heraus:

- Im Oberen Mantel unter Mitteleuropa existiert eine etwa 120 km mächtige Schicht erniedrigten spezifischen Widerstandes etwa zwischen 450 km und 570 km Tiefe (2 - 3 Ohmm). Über und unter dieser Schicht ist der spezifische Widerstand mit 35 Ohmm bzw. 43 Ohmm nahezu gleich groß. In etwa 1000 km Tiefe nimmt die Leitfähigkeit im Erdmantel wieder stark zu. In einem mittleren Krusten-Modell zeichnet sich in ca. 20 km Tiefe eine gut leitende Schicht ab.
- Auf die Existenz einer weiteren gut leitenden Schicht im Oberen Mantel in Tiefen zwischen 100 km und 300 km kann nur indirekt geschlossen werden; diese Schicht kann nur weniger mächtig als etwa 70 km sein.
- Die gut leitfähige Zone in Tiefen um 500 km fällt im Oberen Mantel von S nach N und von W nach E hin in größere Tiefen ab.
- Im Gebiet des Vogelsberges (und eingeschränkt auch der Rhön) existieren hochohmige Bereiche im Oberen Erdmantel. In der Nähe des Vogelsberges wurden spezifische Widerstände von fast 400 Ohmm noch bis in 580 km Tiefe festgestellt.

Literaturverzeichnis

- BAYERISCHES GEOLOGISCHES LANDESAMT: Erläuterungen zur Geologischen Karte von Bayern 1:500000. München, 1981.
- BEBLO, M.: Ein transportabler, netzunabhängiger Elektrograph für Dauerregistrierungen des induzierten elektrischen Feldes. Z. Geophys. 38, 133 - 143, 1972.
- BEBLO, M.: Die elektrische Leitfähigkeit unter den Ostalpen, abgeleitet aus magnetotellurischen Messungen längs eines Profils vom Alpennordrand bis zu den Hohen Tauern. Diss. Fak.Geowissensch.Univ.München, 1974.
- BENDAT, J.S. and A.G. PIERSON: Random Data: Analysis and Measurement Procedures. Wiley-Interscience, New York, 1971.
- BERDICHEVSKY, M.N. and B.E. BRUNELLI: Theoretical Premises of Magneto-Telluric Profiling. Bulletin (Izvestiya), 757 - 762, 1959.
- BERKTOLD, A., K. KEMMERLE und P. NEURIEDER: Magnetotellurik und Erdmagnetische Tiefensondierung in der geothermischen Anomalie von Urach. ET Berlin, 1980.
- BLOHM, E.-K. und J. HOMILIUS: Stand der Geoelektrischen Tiefensondierungen. ET Berlin, 1980.
- BULLEN, K.E.: Basic Evidence For Earth Divisions. In: The Earth's Mantle. T.F. Gaskell BP Comp.Ltd. London (Ed.), Academic Press, London, N.Y., 1967.
- CAGNIARD, L.: Basic theorie of magnetotelluric method. Geophysics 18, 605 - 635, 1953
- CLARK, S.P. and A.E. RINGWOOD: Density, Strength And Constitution Of The Mantle. In: The Earth's Mantle. T.F. Gaskell BP Comp. Ltd. London (Ed.), Academic Press, London, N.Y., 1967.

- COX, C.S., J.H. FILLoux, D.I. GOUGH, J.C. LARSEN, K.A. POEHLS, R.P. VON HERZEN and R. WINTER: Atlantic Lithospheric Sounding. In: Electromagnetic Induction in the Earth and Moon. U. Schmucker (Ed.), Center for Academic Publications, Japan/Tokyo, 1980.
- DITTUS, H.J.: Magnetotellurik in Südostbayern. Dipl.Arb., Inst. f.Allg.u.Angew.Geophysik Univ.München, 1983.
- DORN, P.: Geologie von Mitteleuropa. E. Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, 1960.
- FAINBERG, E.B. and M.N. BERDICHEVSKY: Deep Magnetovariation Profiling With The Method of Derivatives. Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad.Sci.Hung. 12 (1-3), 377 - 391, 1977.
- FILLoux, J.H.: Oceanic Electric Currents, Geomagnetic Variations and the Deep Electrical Conductivity Structure of the Ocean-Continental Transition of Central California. Ph.D. Thesis Univ. of California, San Diego, 1967.
- FISCHER, G.: Ein eindimensionales analytisches magnetotellurisches Umkehrverfahren. ET Berlin, 1980.
- FISCHER, E.U. und H. FRIEDSAM: Optimales Design digitaler FIR Filter mit linearer Phase. Mitt.Inst.f.Theoret.Geod.Univ. Bonn, Nr. 53, Bonn, 1977.
- GAMBLE, T.D., W.M. GOUBAU and J. CLARK: Magnetotellurics with a Remote-Reference. Geophysics 44, 53 - 68, 1979.
- HAAK, V.: Beschreibung und Anwendung von Verfahren zur Auswertung von Registrierungen des induzierten erdelektrischen Feldes längs eines Profils durch die Westhälfte des Rheingrābens. Dipl.Arb., Inst.f.Angew.Geophysik Univ. München, 1968.

- HAAK, V.: Interpretations-Verfahren für die Magnetotellurik unter besonderer Berücksichtigung lateral variierender elektrischer Leitfähigkeit im Erdinnern und eines räumlich inhomogenen induzierenden Magnetfeldes. Abh. Bayer. Akad.Wiss., Math.-nat. Klasse, Neue Folge, Heft 158, München, 1978.
- HAAK, V.: Sind Island und Afar basaltarme Manteldiapire? Argumente aus der Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit. Habilitationsschrift, Fachb.Geowiss.FU Berlin, 1983.
- HÄNEL, R.: Geothermic Investigations. In: Explosion Seismology in Central Europe - Data and Results. P.Giese, C.Prodehl, A.Stein (Eds.). Publication of the Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, N.Y., 1976.
- HEMPFLING, R.: Beobachtung und Auswertung tagesperiodischer Variationen des erdelektrischen Feldes in der Umgebung von Göttingen. Diss.Math.-Naturwiss.Fak. Univ. Göttingen, 1977.
- HURTIG, E. and C. OELSNER: Heat flow, subsurface temperature, geothermal models in Europe an tectonic implications. IUGG-Congress, Grenoble, 1975.
- ILLIES, J.H.: Recent And Paleo-Interplate Tectonics In Stable Europe And The Rhinegraben Rift System. Tectonophysics 29, 251 - 264, 1975.
- JÜDICKE, H.: Auswertungsverfahren Münster. ET Neustadt/Weinstraße, 1978.
- JÜDICKE, H.: Magnetotellurik Norddeutschland - Versuch einer Interpretation. ET Berlin, 1980.
- JUNGE, A.: Probleme der Langzeitstabilität der HEMPFLINGschen Sonden. ET Berlin, 1980.

- JUNGE, A.: Messung und Auswertung langperiodischer Variationen des erdelektrischen Feldes bei Göttingen und Augsburg. Dipl.Arb.Inst.f.Geophysik Univ. Göttingen, 1982.
- KELLER, G.V.: Electrical Studies of the Crust and the Upper Mantle. In: Geophys. Monogr. 14, J.G. Heacock (Ed.), American Geophysical Union, Washington D.C., 1971.
- KEMMERLE, K.: Magnetotellurik am Alpen-Nordrand mit Diskussion der lokalen Effekte und Darstellung einer Einzeleffekt-Auswertung. Diss.Fachb.Geowiss. Univ. München, 1977.
- KERTZ, W.: Einführung in die Geophysik II. B.I.-Hochschul-taschenbücher 275, Mannheim, Wien, Zürich, 1971.
- KRÖGER, P.: Zeitsynchrone Magnetotellurik auf einem 60 km - Profil zur Erkundung lokaler tellurischer Störfelder. ET Berlin, 1980.
- LARSEN, J.C.: Low Frequency (0.1 - 6.0 cpd) Electromagnetic Study of Deep Mantle Electrical Conductivity Beneath the Hawaiian Islands. Geophys.J.R.astr.Soc. 43, 17 - 46, 1975.
- LARSEN, J.C.: Removal of Local Surface Conductivity Effects From Low Frequency Mantle Response Curves. Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad.Sci.Hung. 12 (1-3), 183 -186, 1977.
- LENGNING, K.: Untersuchung der Beobachtungsergebnisse von Erdstromregistrieranlagen mit Potentialabgriffen von unterschiedlicher Länge am Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in Niemegk. Geod.Geoph.Veröff.Reihe II, 6, 1968.
- MATSUSHITA, S.: Physics Of Geomagnetic Phenomena I. Internat. Geophysics Series 11, S.Matsushita and W.H.Campbell (Eds.), Academic Press, N.Y., London, 1967.
- Mc CLELLAN, J.H.: FIR-Filter Design and Synthesis. In: Programs for Digital Signal Processing. IEEE Press, N.Y., 1979.

MEYER, J.: Induktionspfeile im Reellen und Komplexen.
ET Neustadt/Weinstraße, 1982.

MÜLLER, W.: Unified Calculation of the Magnetotelluric
Impedance and Admittance Tensor Elements. Geol.Jb., Reihe E,
1982.

NEURIEDER, P.: Digitale Datenverarbeitung in der Magnetotellurik
und ihre Anwendung auf Geländemessungen. Dipl.Arb., Inst.f.
Allg.u.Angew.Geophysik Univ. München, 1980.

NEURIEDER, P.: Konzept langperiodischer MT- und ETS-Messungen
zur Ableitung einer repräsentativen regionalen Mantel-
Übertragungsfunktion. ET Neustadt/Weinstraße, 1982.

PETIAU, G. and A. DUBIS: Noise, Temperature Coefficient, and
Long Time Stability of Electrodes For Telluric Observations.
Geophys. Prosp. 28, 792 - 804, 1980.

PLATTETSCHLÄGER, F.: Untersuchung eines Inversionsverfahrens,
erweitert durch ein Optimierungs-Verfahren, zur Berechnung
eindimensionaler Modelle in der Magnetotellurik.
Dipl.Arb., Inst.f.Allg.u.Angew.Geophysik Univ. München, 1983.

PORSTENDORFER, G. and W. GÜTHE: Maps Of Apparent Specific
Resistivities For Different Period Ranges For Europe
And Their Interpretation. Acta Geodaet., Geophys. et
Montanist. Acad.Sci.Hung. 12 (1-3), 117 - 122, 1977.

RABINER, L.R., C.A. Mc GONEGAL and D. PAUL: FIR Window Filter
Design Program - WINDOW. In: Programs for Digital Signal
Processing. IEEE Press, N.Y., 1979.

REITMAYR, G.: Elektromagnetische Induktion im Erdinneren,
studiert am Rheingraben. Diss.Fak.Geowiss. Univ. München,
1974.

RICHARDS, M.L., U. SCHMUCKER and E. STEVELING: Magnetic
variations and magnetotelluric studies in Rheingraben
and Schwarzwald. ET Berlin, 1980.

- RICHARDS, M.L., U. SCHMUCKER, E. STEVELING und J. WATERMANN:
Erdmagnetische und magnetotellurische Sondierungen im Gebiet
des mitteleuropäischen Riftsystems. BMFT-FB-T 81-111, 1981.
- ROKITYANSKY, I.I.: Geomagnetic Investigations of the Earth's
Crust and Mantle. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg,
N.Y., 1982.
- SCHEELKE, I.: Magnetotellurische Messungen im Rheingraben und
ihre Deutung mit zweidimensionalen Modellen. GAMMA 20,
Inst.f.Geophysik u. Meteorologie TU Braunschweig, 1972.
- SCHMUCKER, U. and J. JANKOWSKI: Geomagnetic Induction Studies
and the Electrical State of the Upper Mantle.
Tectonophysics 13 (1-4), 233 - 256, 1972.
- SCHMUCKER, U.: Erdmagnetische Tiefensondierung mit langperio-
dischen Variationen. ET Grafrath, 1974.
- SCHMUCKER, U. and P. WEIDELT: Electromagnetic Induction in the
Earth. Lecture Notes, Aarhus, 1975.
- SCHMUCKER, U.: Auswertungsverfahren Göttingen. ET Neustadt/
Weinstraße, 1978.
- SCHMUCKER, U. und U. WIENS: Vergleichende erdelektrische
Beobachtungen in der Umgebung von Göttingen für Sq und
Bays. ET Berlin, 1980.
- SCHÖNENBERG, R.: Einführung in die Geologie Europas. Verlag
Rombach, Freiburg, 1971.
- SCHUCH, M.: Eigenpotentialbeobachtungen mit verschiedenen
Elektroden, insbesondere an Torflagerstätten.
Diss.Naturwiss.Fak. Univ. München, 1962.
- SCHWARZMEIER, J.: Tektonik der Süddeutschen Großscholle. In:
Erläuterungen zur Geologischen Karte von Bayern 1:500000.
Hrsg.: Bayerisches Geologisches Landesamt, 1981.

- SIMS, W.E., F.X. BOSTICK and H.W. SMITH: Estimation of magnetotelluric impedance tensor elements from measured data. *Geophysics* 36, 938 - 942, 1971.
- STEIN, B.: Modellrechnungen zum Küsteneffekt in der Magnetotellurik, Anwendung auf die Messungen in Nord-Island (1977 und 1980). Dipl.Arb., Inst.f.Allg.u.Angew.Geophysik Univ. München, 1982.
- SWIFT, C.M.: A Magnetotelluric Investigation of an Electrical Conductivity Anomaly in the Southwestern United States. Ph.D. Thesis, Geophys.Lab., M.I.T., Cambridge, Mass., 1967.
- TEUFEL, U.: Erdmagnetische Tiefensondierung am Alpennordrand. Dipl.Arb., Inst.f.Allg.u.Angew.Geophysik Univ. München, 1983.
- TICHONOV, A.N.: Ob opredelnii elektricheskikh karakteristik glubokikh sloev zemnoi kory. (About the computation of the electrical characteristic of the layers of the earth). Dokl.Akad.Nauk SSRR 73, 295 - 297, 1950.
- WAGENITZ, V.: Tellurisch-Magnetotellurische Untersuchungen zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit in der oberen Kruste im Bereich der Anomalie von Bramsche und des Niedersächsischen Tektogens. Diss.Math.-Naturw.Fak. Univ. Münster, 1982.
- WAMHOFF, T.: Versuch einer Messung tagesperiodischer elektrischer Variationen mit kurzen Sondenstrecken. Dipl.Arb., Inst.f.Geophysik Univ. Münster, 1975.
- WEIDELT, P.: Entwicklung und Erprobung eines Verfahrens zur Inversion zweidimensionaler Leitfähigkeitsstrukturen in E-Polarisation. Habilitationsschrift, Math.-Naturw.Fak. Univ. Göttingen, 1978.
- WIENERT, K.A.: Notes on geomagnetic observatory an survey practice. UNESCO, 1970.

WINTER, R.: Der Oberrheingraben als Anomalie der elektrischen Leitfähigkeit, untersucht mit Methoden der Erdmagnetischen Tiefensondierung. Diss.Math.-Naturw.Fak. Univ. Göttingen, 1973.

WOLFF, I.: Grundlagen und Anwendungen der Maxwell'schen Theorie II. B.I.-Hochschultaschenbücher 731, B.I.-Wissenschaftsverlag, Mannheim, Wien, Zürich, 1970.

WUNSCH, G.: Feldtheorie II: Elektromagnetische Felder. Dr. A. Hüthig Verlag, Heidelberg, 1976.

--- Die folgenden Abkürzungen wurden für die Protokolle der Kolloquien der Arbeitsgruppe "Elektromagnetische Tiefenforschung (früher: Erdmagnetische Tiefensondierung)" gewählt:

ET Grafrath, 1974:

Prot. Koll. Erdmagn. Tiefensondierung. Grafrath, Hrsg.: A. Berkthold, Inst.f.Allg.u.Angew.Geophysik Univ. München, 1974.

ET Neustadt/Weinstraße, 1978:

Prot. Koll. Elektromagn. Tiefenforschung. Neustadt/Weinstraße, Hrsg.: V. Haak, Inst.f.Geophys.Wiss. FU Berlin und J. Homilius, Nieders.Landesamt f. Bodenforschg. Hannover, 1978.

ET Berlin, 1980:

Prot. Koll. Elektromagn. Tiefenforschung. Berlin, Hrsg.: V. Haak, Inst.f.Geophys.Wiss. FU Berlin und J. Homilius, Nieders.Landesamt f. Bodenforschg. Hannover, 1980.

ET Neustadt/Weinstraße, 1982:

Prot. Koll. Elektromagn. Tiefenforschung. Neustadt/Weinstraße, Hrsg.: V. Haak, Inst.f.Geophys.Wiss. FU Berlin und J. Homilius, Nieders.Landesamt f. Bodenforschg. Hannover, 1982.

Danksagung

Die vorliegende Arbeit fertigte ich am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität in München an. Zu ihrem Entstehen haben Viele durch direkte oder indirekte Hilfestellung einen Beitrag geleistet, wofür ich sehr dankbar bin. Besonders habe ich zu danken:

- Herrn Prof. Dr. G. Angenheister, meinem Lehrer und Förderer, der die Arbeit betreute und mich nicht nur als sachkundiger Ratgeber leitete. Er stand mit kritischer Aufgeschlossenheit auch solchen neuen methodischen Experimenten gegenüber, die nicht immer notwendigerweise zum Ziel führen müssen.
- Herrn Prof. Dr. U. Schmucker (Göttingen), der mit mir lange und intensiv über seine reichen Erfahrungen bei Messung und Auswertung von Variationsfeldern im Periodenbereich des Sq-Tagesganges sprach und sich geduldig meinen Fragen stellte.
- Herrn Dr. habil. V. Haak (Berlin), dessen Anregungen zur Oberflächen-Entzerrung der Impedanz meiner Arbeit im Endstadium noch einmal entscheidende Impulse gaben; sein Wissen über petrologisch-physikalische Zusammenhänge im Oberen Erdmantel ließ mich manches Meßergebnis besser verstehen.
- Herrn Prof. Dr. H. Soffel für die gründliche und kritische Durchsicht der Arbeit, die zu einigen treffenderen Formulierungen führte.
- Herrn Dr. M. Beblo für jederzeit hilfreiche Gespräche über das weitere Vorgehen beim Auftreten von Schwierigkeiten, tatkräftige Hilfe bei Geländemessungen und meßtechnischen Problemen sowie steter freundschaftlicher Ermunterung zur kreativen wissenschaftlichen Arbeit.
- Herrn Dipl.-Geophys. A. Junge (Göttingen) für seine wertvollen Hinweise auf die besonderen Verhältnisse bei Messungen tellurischer Felder mit kurzen Sondenstrecken. Er gewährte mir kollegial auch Einsicht in seine laufenden wissenschaftlichen Arbeiten.
- Den Mitgliedern der Arbeitsgruppe Geoelektrik am Münchner Institut, allen voran den Herren Dipl.-Geophys. H.J. Dittus und U. Teufel, mit denen mir in jedem Stadium meiner Arbeit fachkundige und engagierte Diskussionspartner gegenüberstanden.

Sie gaben mir auch viele praktische Hinweise zur Lösung der mannigfaltigen Aufgaben am Rechenzentrum.

- Meiner Frau, Dipl.-Geophys. Dr. U. Neurieder, die in der schwierig zu lesenden Rohfassung des Manuskripts viele formale Fehler aufspürte und mir während dieser Arbeit oft ebenso kritische und unbequeme wie auch gerechtfertigte Fragen stellte.
- Den Teilnehmern an den oft strapaziösen Geländemessungen, meiner Kollegin Dipl.-Geophys. B. Stein, den Herrn Dipl.-Geophys. Dr. M. Beblo, K.H. Eigner, H.J. Dittus, U. Teufel, Herrn cand. geophys. H. v.d.Osten und Herrn Spitzfaden.
- Herrn Prof. Dr. Homilius vom Niedersächsischen Landesamt für Bodenforschung in Hannover für die Durchführung einer Gleichstrom-Sondierung an der Station Honhardt.
- Herrn Dr. Ernstson (Universität Würzburg) für die Unterstützung bei der Erkundung der Station Arnstein.
- Für die fast einjährige Überlassung von Räumlichkeiten mit Netzanschluß der Gemeinde Erlensee (bei Hanau), dem Wasserzweckverband Crailsheim (Station HDN), dem Seismologischen Zentralobservatorium Gräfenberg (SZGRF), der Familie Uttinger aus Büchold (Station ARN) und der Familie Frantz aus Roßrieth (Station MEL).
- Den Observatorien Dourbes (Belgien), Fürstenfeldbruck, Niemegk (DDR) und Wingst für die Überlassung der Stundenmittelwerte von Magnetfeld-Registrierungen aus dem Jahre 1982.
- Herrn Dr. Lühr (Braunschweig) für die Überlassung der Magnetfeld-Aufzeichnungen von Magnetsrode für das Jahr 1982.
- Herrn Dr. Spitta (Göttingen) für die Überlassung einer 10-tägigen Hauptregistrierung zu Kontrollzwecken.
- Herrn Dr. G. Schwarz (Berlin) für die leihweise Überlassung eines digitalen Registriersystems und von vier Hempfling-Sonden.
- Der Deutschen Forschungsgemeinschaft, von der die Geländemessungen finanziell unterstützt wurden.
- Der Bayerischen Akademie für Wissenschaften, an deren Leibniz-Rechenzentrum der Löwenanteil der elektronischen Datenverarbeitung durchgeführt wurde.

Allen ein herzliches Dankeschön!

Lebenslauf

Am 21. März 1951 wurde ich, Peter Neurieder, als zweites von drei Kindern des Versicherungskaufmannes Johann Konrad Neurieder und seiner Ehefrau Maria Anna, geb. Kneißl, in Augsburg geboren.

Die Volksschule besuchte ich von 1957 bis 1964 in München und Hainsacker bei Regensburg. Zwischen 1964 und 1968 war ich bis zur Mittleren Reife Schüler der Albert-Schweitzer-Realschule Regensburg. Von 1968 bis zum Zeugnis der Hochschulreife 1972 besuchte ich das Goethe-Gymnasium in Regensburg.

Nach einer zweijährigen Wehrdienstzeit nahm ich im Wintersemester 1974/75 das Studium in der Fachrichtung Geophysik an der Ludwig-Maximilians-Universität in München auf. Im Sommersemester 1976 bestand ich die Diplom-Vorprüfung und erhielt im April 1980 das Diplom in Geophysik.

In der Zeit von Juli 1976 bis April 1980 war ich als wiss. Hilfskraft und danach als wiss. Mitarbeiter am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik tätig, an dem ich seit Januar 1982 unter der Leitung von Prof. Dr. G. Angenheister die vorliegende Arbeit anfertigte.

